TOME 17 SUPPLÉMENT AU N° 3 MARS 1956

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

THÉORIE DES POMPES MOLÉCULAIRES AUX TRÈS BASSES PRESSIONS

Par CLAUDE MERCIER,
Commissariat à l'Énergie Atomique
Centre d'Études Nucléaires de Saclay

Sommaire. — On écrit dans un cas très général en tenant compte du dégazage des parois les équations intégrales qui régissent les répartitions des pressions dans une pompe moléculaire rotative. Si le rotor et le stator sont deux cylindres concentriques, on peut alors résoudre et comparer avec des résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'une pompe de ce type.

Introduction. — Quand on diminue la pression du gaz contenu dans un certain volume, le libre parcours moyen entre choc de deux molécules augmente et devient, au-dessous d'une certaine pression, supérieur aux dimensions du volume. Alors les chocs contre les surfaces solides deviennent beaucoup plus importants que les chocs entre molécules. Si une des parois du volume est en mouvement, les molécules qui le frappent, subissent un entraînement, ce qui crée un mouvement d'ensemble du gaz dont les lois sont très différentes pour ces très basses pressions de celles que l'on obtiendrait pour des gaz à pressions plus élevées : c'est le principe des pompes dites moléculaires.

On peut décrire ainsi ce type de pompes : un cylindre entraîné à grande vitesse, le rotor, tourne dans un deuxième cylindre concentrique : le stator. Les molécules entrant par un ajutage basse pression frappent alternativement les deux surfaces et acquièrent sur le rotor une vitesse tangentielle moyenne qui les acheminent vers l'ajutage haute pression. Ce type de pompe permet d'obtenir des pressions très basses avec des débits importants.

Ce schéma peut être compliqué par exemple en creusant des canaux en hélice sur un des cylindres, ce qui permet d'avoir des veines plus longues et donc un rapport de pression finale sur pression initiale plus élevée au détriment d'ailleurs du débit. La distance entre rotor et stator peut être variable et, en général, diminue de l'entrée à la sortie.

Si l'on veut rendre compte des résultats expérimentaux et avoir une théorie permettant de prévoir les performances de pompes moléculaires rotatives, il faut tenir compte du dégazage, c'est-à-dire des molécules qui quittent les parois où elles étaient préalablement fixées par adsorption. Ce phénomène joue un rôle prépondérant aux très basses pressions. L'étude des gaz résiduels a montré que durant les premières heures de pompage une fraction importante (pouvant atteindre 90 %) des molécules sortantes sont des molécules d'eau, fixées sur les parois avant la mise sous vide.

Dans cet article, nous établirons d'abord les équations générales du problème en régime stationnaire pour un canal de largeur infinie et de profondeur variable en négligeant totalement les chocs entre molécules. Pour que cette hypothèse soit justifiée, il faut que le nombre de chocs sur une molécule soit faible par rapport au nombre de chocs sur les parois. Si h est la distance entre rotor et stator, nous supposerons que

$$h \ll l$$

l étant le libre parcours moyen des molécules entre 2 chocs sur d'autres molécules du gaz à la pression p régnant à cet endroit. Or l est de l'ordre de 10^{-5} cm à la pression atmosphérique ($1{,}177.10^{-5}$ pour He ; $0{,}640.10^{-5}$ pour l'air). La condition s'écrira donc :

$$h(\text{cm}) \times p(\text{mm de Hg}) \ll 760 \times 10^{-5}.$$

Ainsi si h est de l'ordre de 1 cm, p doit être $\ll 7{,}6\ 10^{-3}$ disons p inférieure ou égale à quelques 10^{-4} mm de Hg.

Dans le cas d'une profondeur constante, les équations se simplifient et peuvent être résolues exactement, sans dégazage. L'introduction de ce dernier complique un peu le problème. Cependant dans le cas de profondeur constante et d'un dégazage constant sur toutes les parois, nous avons encore résolu exactement les équations intégrales du problème. Or, en fait, le débit massique dû au dégazage des parois est expérimentalement indépendant de la pression et évolue assez lentement dans le temps pour admettre que le régime stationnaire est atteint à chaque instant.

Interaction des molécules du gaz avec les parois. — Pour établir les équations du problème, il faut connaître l'effet sur l'état d'une molécule d'un choc avec une paroi, Nous supposerons que la réflection est une *réflection diffuse*, c'est-à-dire qu'aucune corrélation appréciable n'existe entre la direction d'arrivée et celle de départ et que les molécules quittent les parois comme si elles sortaient par un trou d'un gaz en équilibre thermique à la température du solide. Ainsi, si n molécules frappent par seconde une surface-unité, le nombre de molécules quittant la paroi par seconde avec des vitesses comprises entre v et $v + \mathrm{d}v$ et dans l'angle solide $d\Omega$ faisant l'angle θ avec la normale à la surface est donné par :

$$\frac{\beta}{2\sqrt{\pi}}\, v f(v) \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega \, \mathrm{d}v.$$

avec

$$f(v)\,\mathrm{d}v = \frac{4\beta^3}{\sqrt{\pi}} v^2 \exp\left(-\beta^2 \left|\vec{v}\right|^2\right) \mathrm{d}v$$

et

$$\beta^2 = \frac{m}{2kT} = \frac{M}{2R_M T} = \frac{1}{v_0^2}$$

v_0 étant la vitesse la plus probable.

Cette loi de rebondissement des molécules semble bien confirmée par des expériences faites par Knudsen et Gaede sur H_2 et N_2 avec des parois de verre.

D'autre part, la comparaison des formules établies dans cet article avec des expériences précises sur une pompe conforme au schéma théorique montre un accord remarquable qui justifie cette loi de réflection diffuse pour le gaz et les matériaux employés. (Voir paragraphe « Comparaisons avec des résultats expérimentaux ».)

Cependant si la vitesse du rotor est très supérieure à la vitesse moyenne des molécules, celles-ci ont des vitesses moyennes relatives par rapport au rotor très importantes et très dirigées et le temps τ qu'elles passent sur la surface peut ne plus être assez grand pour qu'elles se mettent en équilibre thermique à la température du rotor. Un autre effet devient important si la vitesse du rotor est très grande ; pendant le temps τ, les molécules se déplacent avec le rotor et le point de départ de celles-ci dans le système du laboratoire est différent de celui d'arrivée. Dans nos calculs, nous confondrons ces deux points. Les vitesses usuelles des rotors des pompes moléculaires v_e sont inférieures aux vitesses moyennes des molécules v_0. Aussi, bien que le domaine de validité de ces hypothèses soit probablement plus étendu, nous nous contenterons d'établir les formules pour $v_e \ll v_0$ ce qui simplifie les calculs (1).

Définitions. — Équations intégrales du problème. — Introduisons les 4 fonctions suivantes (voir *fig.* 1 et 2). $n_s(\theta_s, \psi_s, \alpha, v)\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}v\,\mathrm{d}s$: nombre

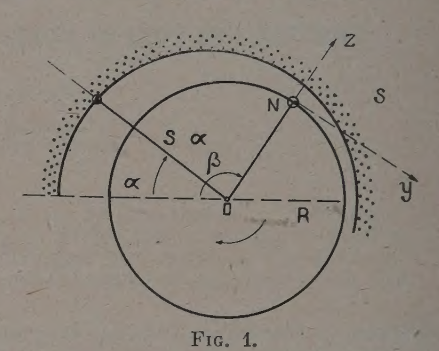


Fig. 1.

Fig. 2.

de molécules quittant la surface ds du stator (repérée par l'angle α) avec une vitesse comprise entre v et $v + \mathrm{d}v$, dans l'angle solide dΩ autour de la direction définie par (θ_s, ψ_s), par unité de temps

$A(\alpha)\,\mathrm{d}s$: nombre de molécules frappant par unité de temps l'élément ds du stator.

$n_r(\theta_r, \psi_r, \alpha, v)\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}S\,\mathrm{d}v$: nombre de molécules quittant la surface dS du rotor, avec une vitesse comprise entre v et $v + \mathrm{d}v$, dans l'angle solide dΩ autour de la direction (θ_r, ψ_r) par unité de temps.

(1) La généralisation au cas où v_e est comparable ou même plus grand que v_0 ne présente pas d'autres difficultés que numériques. Le travail est en cours.

$B(\alpha)\,dS$: nombre de molécules frappant par unité de temps l'élément dS du rotor.

$S(\alpha)$: rayon du stator à l'angle α.

Les hypothèses sur le choc des molécules exposées dans l'introduction se traduisent par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} n_s(\theta_s, \alpha, v) &= \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_s\, v f(v)\, A(\alpha) \\ n_r(\theta_r, \psi_r, \alpha, v) &= \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_r\, v\, \mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r)\, B(\alpha). \end{aligned} \qquad (1)$$

Pour déterminer $\mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r)$ il suffit de transformer dans le système du laboratoire la répartition des vitesses connue dans le système lié au rotor. Si les lettres « prime » caractérisent les diverses quantités prises dans ce dernier système, on a :

$$v' \cos\theta'_r = v \cos\theta_r$$

$$\frac{4\beta^3}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\beta^2\left|\vec{v'}\right|^2\right) v'^2\, d\omega'\, dv' = \frac{4\beta^3}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\beta^2\left|\vec{v} - \vec{v_e}\right|^2\right) v^2\, d\omega\, dv$$

or

$$\left|\vec{v} - \vec{v_e}\right|^2 = v^2 - 2v_e\, v \sin\theta_r \sin\psi_r + v_e^2.$$

Finalement, nous obtenons :

$$\mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r) = f(v) \exp\left(2\beta^2 v_e\, v \sin\theta_r \sin\psi_r - \beta^2 v_e^2\right) \qquad (2)$$

Si, comme nous l'avons supposé $\beta v_e \ll 1$, on obtient :

$$\mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r) = f(v)\,(1 + 2v\, v_e \beta^2 \sin\theta_r \sin\psi_r). \qquad (2')$$

Il faut maintenant évaluer $A(\alpha)$ et $B(\alpha)$ en fonction de n_s et n_r.

Calcul de $A(\alpha)$. — $A(\alpha)$ se divise en 3 parties selon la provenance des molécules frappant le stator (*fig.* 3).

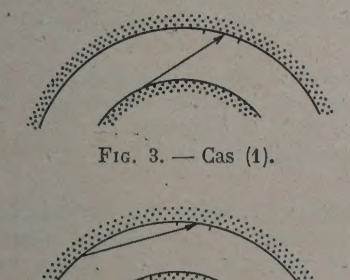


Fig. 3. — Cas (1).

Fig. 3. — Cas (2).

$A_1(\alpha)$: contribution des molécules venant du rotor.

$A_2(\alpha)$: contribution des molécules venant du stator.

$A_3(\alpha)$: contribution des molécules venant de l'extérieur.

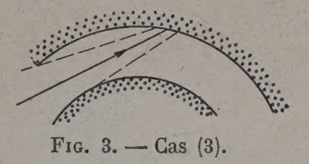


Fig. 3. — Cas (3).

Pour évaluer $A_1(\alpha)$ écrivons ce que reçoit la surface ds en M sur le stator venant de dS en N sur le rotor

$$n_r\, dS\, dv\, ds \frac{\vec{MN} \times \vec{\eta}}{|MN|^3} = \mathcal{F} B(\alpha) \frac{\beta v}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_r \times \frac{\vec{MN} \times \vec{\eta}}{|MN|^3}$$

$\vec{\eta}$ étant le vecteur unitaire normal au stator en M.

$A_1(\alpha)$ sera obtenu en intégrant sur toutes les vitesses, puis en déplaçant N le long d'une génératrice du rotor, enfin en intégrant sur toutes les génératrices comprises entre les plans tangents menés de M au rotor.

Les deux premières intégrales, qui ne font pas intervenir la fonction inconnue B étant effectuées, il vient : (voir *fig.* 4).

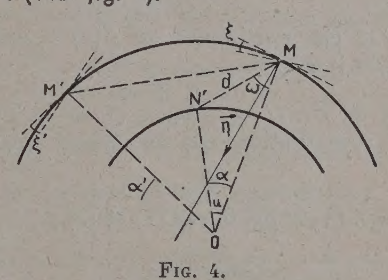


Fig. 4.

$$A_1(\alpha) = \frac{r}{2} \int_{-u_0}^{u_0} \frac{B(\alpha + u) \cos(\xi + \omega) \cos(\omega + u)}{d} \left(1 - \frac{4v_e \beta}{\sqrt{\pi}} \sin(\omega + u)\, du\right) \qquad (3)$$

avec :

$$d^2 = r^2 + S^2(\alpha) - 2rS(\alpha) \cos u$$

$$\operatorname{tg} \xi = + \frac{S'}{S} \qquad S' = \frac{\partial S}{\partial \alpha}$$

$$\sin\omega = + \frac{r}{d} \sin u$$

$$\cos u_0 = \frac{r}{S(\alpha)} \qquad 0 < u_0 < \frac{\pi}{2}.$$

Les angles sont comptés positivement dans le sens des aiguilles d'une montre.

Pour évaluer $A_2(\alpha)$, un calcul analogue conduit aux relations suivantes :

$$n_s\, ds'\, dv\, ds \frac{\vec{M'M} \times \vec{\eta}}{|M'M|^3} = \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_s\, v . f(v)\, A(\alpha) \frac{\vec{M'M} \times \vec{\eta}}{|M'M|^3}\, ds'\, dv\, ds$$

d'où

$$A_2(\alpha) = \frac{1}{2}\int_{-u_1}^{u_1} \frac{A(\alpha+u)\sqrt{S^2(\alpha+u)+S'^2(\alpha+u)}}{g} \cos q \cos q' \, du \quad (4)$$

avec

$$q - \xi = \text{angle } \widehat{M'MC}$$
$$q + \xi = \text{angle } \widehat{CM'M}$$
$$g = \text{distance M'M}.$$

M'M est la projection de $\overrightarrow{M'M}$ sur une section droite de la pompe

$$u = \alpha' - \alpha$$

u_1 et u_1^* sont indiqués sur la figure 5.

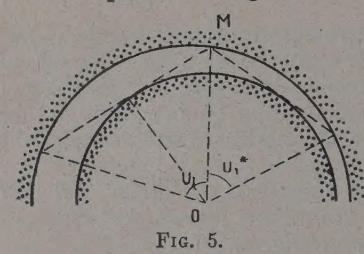


FIG. 5.

Dans le cas particulier où $S(\alpha) =$ constante, $u_1 = u_1^* = 2\,u_0$.

Calcul de $B(\alpha)$. — $B(\alpha)$ se divise en 2 parties :

$B_1(\alpha)$ contribution des molécules venant du stator.

$B_2(\alpha)$ contribution des molécules venant de l'extérieur. (Voir *fig.* 6, cas (1) et (2).)

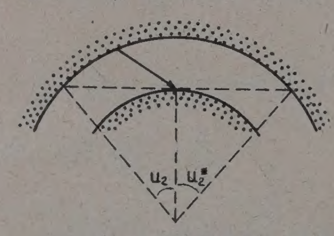
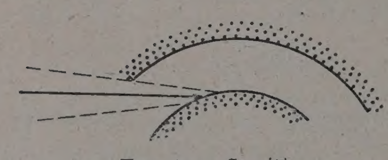


FIG. 6. — Cas (1).


FIG. 6. — Cas (2).

Pour évaluer $B_1(\alpha)$ un calcul analogue au précédent conduit à :

$$B_1(\alpha) = \frac{1}{2}\int_{-u_2}^{u_2^*} \frac{A(u+\alpha)\cos(\omega+u)\cos(\omega+\xi)\sqrt{S^2(u+\alpha)+S'^2(u+\alpha)}}{d} du \quad (5)$$

avec

$$d^2 = r^2 + S^2(\alpha) - 2rS(\alpha)\cos u.$$

Introduction du dégazage. — Nous supposons que les molécules quittant les parois par ce processus ont la même répartition de vitesse que les molécules subissant un choc. Soit $C_s(\alpha)$ et $C_r(\alpha)$ les nombres de molécules quittant les éléments ds et dS du stator et du rotor par unité de temps. Les équations (1) deviennent :

$$n_s(\theta_s, \alpha, v) = \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_s . vf(v)\,(A(\alpha) + C_s(\alpha))$$

$$n_r(\theta_r, \psi_r, \alpha, v) = \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_r . v . \mathcal{F}(v, \theta_r, \psi_r)\,(B(\alpha) + C_r(\alpha)). \quad (1')$$

Le reste du calcul est inchangé.

Les équations complètes du problème s'écrivent donc :

$$A(\alpha) = \frac{r}{2}\int_{-u_0}^{u_0} [B(\alpha+u) + C_r(\alpha+u)] \frac{\cos(\xi+\omega)\cos(\omega+u)}{d}\left(1 - \frac{4v_e\beta}{\sqrt{\pi}}\sin(\omega+u)\right) du$$
$$+ \frac{1}{2}\int_{-u_1}^{u_1} [A(\alpha+u) + C_s(\alpha+u)] \frac{\sqrt{S^2(\alpha+u)+S'^2(\alpha+n)}}{g} \cos q \cos q' \, du + A_3(\alpha) \quad (6)$$

$$B(\alpha) = \frac{1}{2}\int_{-u_2}^{u_2^*} [A(\alpha+u) + C_s(\alpha+u)] \frac{\cos(\xi+\omega)\cos(\omega+u)}{d}\sqrt{S^2(\alpha+u)+S'^2(\alpha+u)}\, du + B_2(\alpha)$$

Ces équations générales forment un système d'équations intégrales non homogènes.

Les termes $A_3(\alpha)$ et $B_2(\alpha)$ n'existent que sur une distance faible aux extrémités de la pompe. Nous pouvons sans erreur appréciable les remplacer par des conditions données aux limites telles que $A(0)$ $B(0)$ et $A(\alpha_s)$ $B(\alpha_s)$, α_s étant l'angle à l'extrémité de sortie des gaz, $\alpha = 0$ caractérisant l'extrémité d'entrée.

S'il n'y avait pas de dégazage, les équations seraient alors un système d'équations intégrales homogènes, mais le dégazage introduit encore la non-homogénéité.

Cas particulier : veine de section constante-dégazage constant. — Le système d'équations à résoudre se présente sous la forme suivante :

$$A(\alpha) = \frac{r}{2}\int_{-u_0}^{u_0} B(\alpha+u)\frac{S - r\cos u}{d^2}\frac{S\cos u - r}{d}\left(1 - \frac{4v_e\beta}{\sqrt{\pi}}\frac{S\sin u}{d}\right) du + \frac{1}{8S}\int_{-2u_0}^{2u_0} A(\alpha+u)\,|g|\,du + C \quad (7)$$

$$B(\alpha) = \frac{S}{2}\int_{-u_0}^{u_0} A(\alpha+u)\frac{S - r\cos u}{d^2}\frac{S\cos u - r}{d} + C'$$

avec

$$C = C_r \times \frac{r}{2} \int_{-u_0}^{u_0} \frac{S - r\cos u}{d} \frac{S\cos u - r}{d^2} du + C_s \times \frac{1}{8S} \int_{-2u_0}^{2u_0} |g| du$$

$$C' = C_s \times \frac{S}{2} \int_{-u_0}^{u_0} \frac{S - r\cos u}{d} \frac{S\cos u - r}{d^2} du.$$

Les intégrations étant effectuées on obtient

$$C = C_r \cos u_0 + C_s(1 - \cos u_0)$$
$$C' = C_s$$

Si $C_r = C_s$, on a $C = C' = C_r = C_s$.

a) Étude d'une pompe sans dégazage. — Portons la 2e équation dans la première, nous obtenons après changement de variable d'intégration :

$$A(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\alpha + u)\, f(n)\, du$$

$f(u)$ étant une fonction telle que $f(u) = 0$ si $u| > 2\, u_0$.

Posons $\alpha + u = x$:

$$A(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x - \alpha)\, A(x)\, dx.$$

La théorie de ce genre d'équation intégrale [2] nous apprend que sa solution générale est une somme de la forme :

$$\sum_{\gamma} \sum_{p=1}^{q} C_{\gamma.p}\, \alpha^{p-1}\, e^{\gamma\alpha}.$$

γ étant une racine de l'équation transcendante

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(u)\, e^{\gamma u}\, du = 1.$$

Pour obtenir explicitement cette équation transcendante, il suffit de poser : $A = e^{\gamma\alpha}$.

Alors la 2e équation de (7) donne :

$$B = K e^{\gamma\alpha}$$

avec

$$K = \frac{1}{2} \int_{-u_0}^{u_0} \frac{e^{\gamma u}(1 - \cos u_0 \cos u)\,(\cos u - \cos u_0)}{(1 + \cos^2 u_0 - 2\cos u_0 \cos u)^{3/2}} du.$$

Développant selon les puissances croissantes de γ, on obtient :

$$K(u_0, \gamma) = 1 + \frac{\gamma^2}{\cos u_0}\Big[2\overline{E}(\cos u_0) - \overline{K}(\cos u_0)\sin^2 u_0 - 2\cos u_0 - u_0 \sin u_0 + \frac{u^2\cos u_0}{2}\Big] + 0(\gamma^4).$$

$\overline{E}$ et $\overline{K}$: fonctions elliptiques complètes.

([2]) Titchmarsh, Introduction to the theory of Fourier integral, Oxford, 1948, p. 305.

Si u_0 est petit, on a :

$$K \# 1 + \frac{\gamma^2 u_0^4}{8}\Big(\log_e \frac{4}{u_0} - \frac{5}{4}\Big).$$

Portons $B = K e^{\gamma\alpha}$ dans la 1re équation, nous obtenons l'équation transcendante cherchée :

$$1 - S_1(u_0, \gamma) = \cos u_0\, K(u_0, \gamma) \Big[K(u_0, \gamma) - \frac{2 v_e \beta}{\sqrt{\pi}} S_2(u_0, \gamma)\Big] \quad (8)$$

avec :

$$S_1 = \frac{1}{8S} \int_{-2u_0}^{2u_0} e^{\gamma u}|g|\, du = \frac{1}{4\gamma^2 + 1}(1 - \cos u_0 \operatorname{ch} 2\gamma u_0 + 2\gamma \sin u_0 \operatorname{sh} 2\gamma u_0)$$

$$S_2 = \int_{-u_0}^{u_0} e^{\gamma u} \frac{(1 - \cos u_0 \cos u)\,(\cos u - \cos u_0)\sin u}{(1 + \cos^2 u_0 - 2\cos u_0 \cos u)^2} du.$$

Remarquons d'abord que si $v_e = 0$, rotor immobile, il n'y a qu'une seule racine réelle double $\gamma = 0$. Cette racine est unique car pour $\gamma > 0$ le 1er membre de (8) a une dérivée par rapport à γ toujours négative et le 2e une dérivée toujours positive.

Si le rotor tourne, quel que soit v_e, $\gamma = 0$ est une racine simple car $S_2(u_0, 0) = 0$. Il existe alors une 2e racine réelle qui tend vers zéro quand v_e tend vers zéro.

Les autres racines sont complexes et introduisent dans les expressions de A et de B des termes en $e^{\lambda\alpha} {}^{\sin \mu\alpha}_{\cos \mu\alpha}$.

Le régime stable s'écrit, d'une façon générale : pour $v_e \neq 0$

$$A(\alpha) = C_1 + C_2 e^{\gamma\alpha} + e^{\lambda\alpha}(C_3 \sin \mu\alpha + C_4 \cos \mu\alpha)$$

$$B(\alpha) = C_1 + C_2 K(\gamma) e^{\gamma\alpha} + e^{\lambda\alpha}[C_3(k_1 \cos \mu\alpha - k_2 \cos \mu\alpha) + C_4(k_2 \cos \mu\alpha + k_1 \sin \mu\alpha)].$$

k_1 et k_2 étant les parties réelles et imaginaires de $K(\lambda + i\mu)$.

Cependant, si l'on néglige l'influence des extrémités de la pompe et que l'on remarque que K est très voisin de 1 aux vitesses employées, on peut écrire comme solution des équations homogènes (7)

$$\begin{aligned} A(\alpha) &= B(\alpha) = C_1 + C_2 e^{\gamma\alpha} \quad \text{pour } v_e \neq 0 \\ A(\alpha) &= B(\alpha) = C_1 + C_2 \alpha \quad \text{pour } v_e = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

On obtient une formule explicite pour γ dans le cas de $v_e \beta$ et γu_0. petits. Pour que la formule soit valable, il faut que $v_e\beta$, soit d'autant plus petit que u_0 est petit car $\gamma u_0 \sim \frac{v_e \beta}{u_0}$ dans ce cas :

$$\gamma \# \frac{\sqrt{\pi}}{4} v_e \beta \frac{I(u_0)}{J(u_0)}$$

avec

$$I(u_0) = \frac{2}{\pi}\Big[\frac{\pi}{2}\operatorname{tg}^2 u_0 - \operatorname{tg} u_0 + (1 - \operatorname{tg}^2 u_0) u_0\Big]$$

$$J(u_0) = \Big[2\overline{E}(\cos u_0) - \sin^2 u_0\, \overline{K}(\cos u_0) + u_0 \sin u_0 - 2 - \frac{u^2\cos u_0}{2}\Big] \frac{1}{\cos u_0}.$$

$\overline{E}$ et $\overline{K}$: fonctions elliptiques complètes.

Pour u_0 très petit, on obtient :

$$I(u_0^2) \# u_0^4 \left(1 - \frac{8}{3\pi} u_0\right)$$

$$J(u_0) \# \frac{1}{8} u_0^4 \left(\log_e \frac{4}{u_0} + \frac{3}{4}\right) \qquad (10')$$

$$\gamma \# 2\sqrt{\pi}\, \varphi_e\, \beta \frac{1}{u^2} \frac{1 - \frac{8}{3\pi} u_0}{\log_e \frac{4}{u_0} + 3/4}.$$

D'une manière générale, nous poserons :

$$\gamma = \frac{2\sqrt{\pi}\, \varphi_e\, \beta}{u_0^2 \left(\log_e \frac{4}{u_0} + \frac{3}{4}\right)} Y(u_0, \varphi_e). \qquad (11)$$

La fonction $Y(u_0, \varphi_e)$ a été calculée numériquement et les résultats sont donnés sous forme graphique. On constate sur ces courbes, que la formule (10) est valable pour u_0 plus grand que 0,1, $\varphi_e\, \beta$ étant inférieur ou égal à 0,1. Ceci couvre en général le domaine d'utilisation.

Calcul du débit. — En régime stationnaire, la différence entre le nombre de molécules qui passent à travers une section du canal dans un sens et dans l'autre est un nombre indépendant de la section : c'est le débit. On peut le calculer pour une section droite.

$$\mathcal{D} = \int_{\text{rotor}} n_r \, \mathrm{d}S \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \vec{\eta}}{|NP|^3} + \int_{\text{stator}} n_s \, \mathrm{d}s \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \vec{\eta}}{|MP|^3}. \qquad (12)$$

$\vec{\eta}$ étant un vecteur unitaire perpendiculare en P à l'élément de surface $\mathrm{d}\sigma$ de la section dirigée dans le sens de rotation (voir *fig.* 7). Les intégrales sont étendues aux domaines vus du point P directement et la dimension de la section droite le long d'une génératrice est prise égale à l'unité.

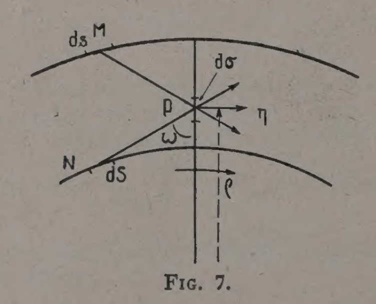


Fig. 7.

D'après (1), n_r et n_s sont proportionnels à $A(\alpha)$ et $B(\alpha)$

$$n_s = L_s A = L_s(C_1 + C_2\, e^{\gamma\alpha}) + \text{termes oscillants}$$
$$n_r = L_r B = L_r(C_1 + C_2\, K e^{\gamma\alpha}) + \text{termes oscillanis}$$

avec

$$L_s = \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_s\, \varphi f(\varphi)$$

$$L_r = \frac{\beta}{2\sqrt{\pi}} \cos\theta_r\, \varphi \mathcal{F}(\varphi, \theta_r, \psi_r).$$

Portons dans (12)

$$\mathcal{D} = C_1 \int_{\text{rotor}} L_r \, \mathrm{d}S \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \vec{\eta}}{|NP|^3} + C_1 \int_{\text{stator}} L_s \, \mathrm{d}s \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \vec{\eta}}{|MP|^3} + C_2\, e^{\gamma\alpha} \left[K \int_{\text{rotor}} + \int_{\text{stator}}\right] + \text{termes oscillants.}$$

$\mathcal{D}$ est une quantité indépendante de α, or le 3e terme et les termes oscillants du second membre de $\mathcal{D}$ en dépendent. Ces termes doivent être nuls comme d'ailleurs on peut le vérifier. Le 2e terme est nul par raison de symétrie. Seul le 1er terme donne une contribution provenant de la dissymétrie introduite par le mouvement du rotor. Une fois l'intégration faite sur les vitesses et le long des génératrices du rotor, il vient :

$$\mathcal{D} = \frac{C_1 r}{2} \int\int \frac{\sin\omega \cos(\omega + u)}{d_1} \left[1 - \frac{4\varphi_e\beta}{\sqrt{\pi}} \sin(\omega + u)\right] \mathrm{d}\rho \, \mathrm{d}u.$$

ρ : distance d'un point variable de la section à l'axe du rotor.

$$d_1^2 = r^2 + \rho^2 - 2r\rho\cos\varphi$$
$$\omega = \text{angle } \widehat{NPO}.$$

Le terme indépendant de φ_e s'annule encore par raison de symétrie d'où

$$\mathcal{D} = \frac{4\varphi_e\beta}{\sqrt{\pi}} C_1 r^2 \int_r^S \int_0^{u_0(\rho)} \frac{\sin^2 u(\rho\cos u - r)\, \rho \, \mathrm{d}\rho \, \mathrm{d}u}{d_1^4}$$

avec

$$\rho(u_0) = \frac{r}{\cos u}.$$

Cette intégrale double se calcule exactement et donne :

$$\mathcal{D} = \frac{\sqrt{\pi}\, \varphi_e \beta C_1 r}{2} I(u_0). \qquad (13)$$

$I(u_0)$ étant la fonction déjà introduite précédemment.

Calculons C_1 à l'aide des conditions aux limites $A(\alpha_e)$ et $A(\alpha_s)$ et des expressions (9) α_e et α_s étant les angles à l'entrée et à la sortie de la pompe. Posons $\alpha_e = 0$. Ces conditions s'écrivent :

$$A(0) = C_1 + C_2$$
$$A(\alpha_s) = C_1 + C_2\, e^{\gamma\alpha_s}$$

d'où

$$C_1 = \frac{A(0)}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{A(\alpha_s)}{A(0)} e^{-\gamma\alpha_s}\right).$$

Les nombres de chocs par unité de surface à l'entrée et à la sortie $A(0)$ et $A(\alpha_s)$ sont reliés aux pressions par la relation de la théorie cinétique des gaz :

$$\frac{A}{P} = \frac{1}{m v_0 \sqrt{\pi}}.$$

Nous écrirons donc la formule donnant le débit d'une pompe moléculaire rotative sans dégazage sous la forme :

$$\mathcal{D} = \frac{v_e \beta^2}{2m} rI \frac{P_e}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{P_s}{P_e} e^{-\gamma\alpha_s}\right). \qquad (14)$$

Il est commode de donner le débit en litre par seconde à la pression d'aspiration :

$$\boxed{\mathcal{D} = 1{,}1 . 10^7 v_e \beta^2 \frac{r}{M} \frac{I}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{P_s}{P_e} e^{-\gamma\alpha_s}\right).} \qquad (14')$$

M : masse moléculaire du gaz
r, v_e, β en unité C. G. S.

b) Étude d'une pompe avec dégazage. — Les équations (7) sont maintenant des équations inhomogènes. Nous n'envisageons encore explicitement que les termes non oscillants dans les solutions.

1) Cas $v_e = 0$.

Les expressions suivantes satisfont les équations intégrales :

$$A(\alpha) = a_0 + a_1 \alpha + a_2 \alpha^2 + \text{termes oscillants}$$
$$B(\alpha) = b_0 + a_1 \alpha + a_2 \alpha^2 + \text{termes oscillants}$$

avec

$$b_0 - a_0 = \frac{C' s_1(u_0) + C' s_2(u_0)}{J(u_0)}$$
$$a_2 = -\frac{C + C' \cos u_0}{4 J(u_0)}$$
$$s_1(u_0) = 2 + \frac{3}{4} u_0^2 \cos u_0 - \frac{2}{3} u_0 \sin u_0 + \cos u_0 - \overline{E} + \frac{1}{2} \overline{K} \sin^2 u_0$$
$$s_2(u_0) = \frac{1}{\cos u_0} \left(\overline{E} - \frac{1}{2} \overline{K} \sin^2 u_0 - \cos u_0 - \frac{1}{2} u_0 \sin u_0 + \frac{1}{4} \overline{K}^2 \cos u_0\right).$$

Si C voisin de C', et $A \# B$ aux extrémités, on peut écrire encore la solution cherchée sous la forme :

$$B(\alpha) \# A(\alpha) = a_0 + a_1 \alpha + a_2 \alpha^2$$

a_0 et a_1 sont les deux constantes arbitraires nécessaires et a_2 est une fonction de u_0 connue.

2) Cas $v_e \neq 0$.

D'une manière analogue, on trouve que les expressions suivantes satisfont aux équations (7)

$$A(\alpha) = a_0 + a_1 \alpha + a_2 e^{\gamma\alpha} + \text{termes oscillants}$$
$$B(\alpha) = b_0 + a_1 \alpha + a_2 K(\gamma) e^{\gamma\alpha} + \text{termes oscillants}$$

γ étant encore la racine réelle $\neq 0$ de l'équation (8).

$$b_0 - a_0 = C'$$
$$a_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}\, v_e \beta} \frac{C_s + C_r \cos u_0}{\cos u_0\, I(u_0)}.$$

Nous écrirons encore la solution cherchée sous la forme :

$$B(\alpha) \# A(\alpha) = b_0 + a_1 \alpha + a_2 e^{\gamma\alpha}. \qquad (15)$$

a_0 et a_2 sont des constantes arbitraires, a_1 est une fonction de v_e et de u_0.

Remarquons que les formules obtenues pour les 2 cas envisagés ne tendent pas l'une vers l'autre pour v_e tendant vers zéro. Ce résultat s'explique car nous n'envisageons que les régimes stationnaires et non les régimes dynamiques que l'on devrait étudier si pratiquement on diminuait la vitesse du rotor jusqu'à l'arrêt.

Étude du débit ($v_e \neq 0$). — Comme il y a un dégazage le long des parois, le débit ne reste plus constant avec α ; c'est une fonction $\mathcal{D}(\alpha)$.

La formule (12) est encore valable.

$$\mathcal{D}(\alpha) = \int_{\text{rotor}} n_r \, dS \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \vec{\eta}}{|NP|^3} + \int_{\text{stator}} n_s \, ds \, d\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \vec{\eta}}{|MP|^3}$$

avec

$$n_s(\alpha) = L_s(a_0 + C_s + a_1 \alpha + a_2 e^{\gamma\alpha}) + \text{termes oscillants}$$
$$n_r(\alpha) = L_r(b_0 + C_r + a_1 \alpha + a_2 K e^{\gamma\alpha}) + \text{termes oscillants}.$$

Si α désigne l'angle où l'on calcule le débit n_s et n_r dans les intégrales sont pris à $\alpha - u$, u étant l'angle d'intégration comme dans les calculs précédents :

$$n_s(\alpha - u) = L_s(a_0 + C_s + a_1 \alpha - a_1 u + a_2 e^{\gamma\alpha} e^{-\gamma u})$$
$$n_r(\alpha - u) = L_r(b_0 + C_r + a_1 \alpha - a_1 u + a_2 K e^{\gamma\alpha} e^{-\gamma u})$$

$\mathcal{D}(\alpha)$ s'écrit

$$\mathcal{D}(\alpha) = (b_0 + C_r + a_1 \alpha) \int_{\text{rotor}} L_r \, dS \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \vec{\eta}}{|NP|^3}$$
$$+ (a_0 + C_s + a_1 \alpha) \int_{\text{stator}} L_s \, ds \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \vec{\eta}}{|MP|^3}$$
$$+ a_2 e^{\gamma\alpha} \left[K \int_{\text{rotor}} + \int_{\text{stator}}\right] + \text{termes oscillants}$$
$$- a_1 \left[\int_{\text{rotor}} u L_r \, dS \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \vec{\eta}}{|NP|^3} + \int_{\text{stator}} u L_s \, ds \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \vec{\eta}}{|MP|^3}\right].$$

Le 1er terme du second membre a déjà été calculé dans le calcul du débit sans dégazage. Il suffit de remplacer C_1 par $b_0 + C_r + a_1 \alpha$. Les 2e et 3e termes sont encore nuls l'un par symétrie l'autre car il contient l'expression $\int_{\text{rotor}} + \int_{\text{stator}}$ qui est nulle comme nous l'avons vu précé-

demment. Le calcul du dernier terme est pénible sans présenter de difficulté et donne :

$$\int_{\text{rotor}} uL_r \, dS \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{NP} \times \overrightarrow{\eta}}{|NP|^3} + \int_{\text{stator}} uL_s \, ds \, d\varphi \, d\sigma \frac{\overrightarrow{MP} \times \overrightarrow{\eta}}{|MP|^3} = 2rJ(u_0).$$

$J(u_0)$ étant la fonction déjà définie (voir formule 10). On obtient ainsi

$$\mathcal{D}(\alpha) = \frac{\sqrt{\pi}\,\varphi_e \beta r}{2} (b_0 + C_r + a_1 \alpha) I(u_0) - 2a_1 rJ(u_0).$$

On calcule maintenant b_0 à l'aide de (15) en fonction de $A(0)$ et $A(\alpha_s)$

$$b_0 = \frac{A(0)}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{A(\alpha_s)}{A(0)} e^{-\gamma\alpha_s}\right) + \frac{a_1 \alpha_s}{e^{\gamma\alpha_s} - 1}.$$

En reportant dans $\mathcal{D}$ et en tenant compte de la valeur de a_1

$$\mathcal{D}(\alpha) = \frac{\varphi_e \beta^2}{2m} rI \frac{P_e}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{p_s}{p_e} e^{-\gamma\alpha_s}\right) - C_s rT(s, u_0, \alpha) \tag{16}$$

avec

$$T(s, u_0, \alpha) = \frac{1 + s\cos u_0}{\cos u_0} \left(\frac{4}{\sqrt{\pi}\,\varphi_e \beta} \frac{J}{I} - \frac{\alpha_s}{e^{\gamma\alpha_s} - 1} - \alpha - \frac{\sqrt{\pi}\,\varphi_e \beta}{2} . s . \frac{\cos u_0}{1 + s\cos u_0} I \right)$$

et $s = \dfrac{C_r}{C_s}$.

Si nous exprimons $\mathcal{D}$ en litre par seconde à la pression d'aspiration C_s en gramme par cm² et par seconde et les pressions en millimètre de Hg, on obtient l'expression suivante :

$$\boxed{\mathcal{D} = 1{,}1.10^7 \varphi_e \beta^2 \frac{r}{M} \frac{I}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} \left(1 - \frac{p_s}{p_e} e^{-\gamma\alpha_s}\right) - 1{,}65.10^4 \frac{C_s}{p_e} \frac{r}{M} T(s, u_0, \alpha).} \tag{16'}$$

Il ne faut pas oublier que pour avoir le débit total de la pompe, on doit encore multiplier $\mathcal{D}$ par la largeur de la veine mesurée en cm.

Remarques. — 1. Quand φ_e diminue, tous les termes dans $\mathcal{D}(\alpha)$, décroissent ou restent constant, sauf les 2 premiers termes de T :

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}\,\varphi_e \beta} \frac{J}{I} \text{ et } \frac{\alpha_s}{e^{\gamma\alpha_s} - 1} \sim \frac{1}{\gamma} \quad \text{au voisinage de } \varphi_e = 0.$$

Le débit ne peut croître indéfiniment quand φ_e diminue, on doit donc avoir :

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi}\,\varphi_e \beta}{4} \frac{I}{J} \quad \text{au voisinage de } \varphi_e = 0$$

c'est justement la formule (10).

2. Si $p_s = p_e$, on trouve, sans dégazage :

$$D = \frac{\varphi_e \beta^2}{2m} rIp_e$$

et si on pose qu'en moyenne le fluide a une vitesse φ, telle que

$$P = \varphi h \frac{p_1}{KT}, \; h \text{ étant égale à } S - r = S(1 - \cos u_0)$$

on trouve en égalant ces 2 expressions du débit, et en tenant compte que $\beta^2 = \dfrac{m}{2kT}$

$$\frac{\varphi}{\varphi_e} = \frac{rI}{4h} = \frac{I \cos u_0}{4(1 - \cos u_0)}.$$

Cette expression tend, pour u_0 petit, vers $\dfrac{\varphi}{\varphi_e} = 1/2$, résultat classique.

Comparaison avec des résultats expérimentaux. — I. — Une pompe moléculaire a été construite et étudiée d'une façon très précise au Service des Accélérateurs du Commassariat à l'Énergie Atomique par G. Mongodin et F. Prevôt. Un article décrivant l'ensemble de ce travail doit paraître dans le « Vide ». Cette pompe moléculaire est exactement du type étudié dans ce papier et comme de nombreuses précautions ont été prises en vue d'éliminer les fuites, nous pouvons comparer d'une façon précise nos résultats théoriques aux résultats expérimentaux.

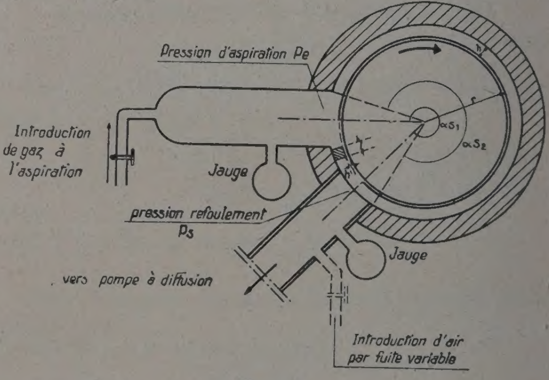


Fig. 8.

Les caractéristiques de cette pompe sont les suivantes [3] : (voir *fig.* 8).

$r = 10$ cm,
$h = S - r = 1{,}3$ cm,
L : longueur de la veine $= 54{,}4$ cm,
H : largeur de la veine $= 17$ cm,
h' : $5/100$ mm.

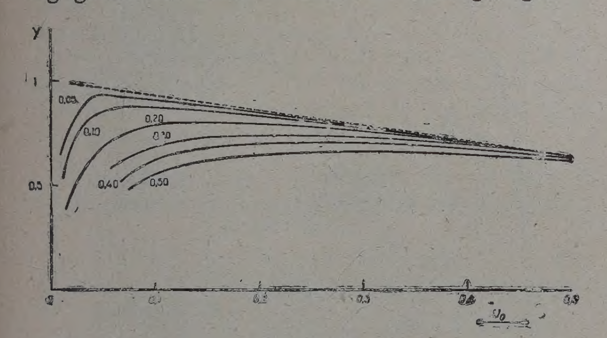
Le gaz utilisé était de l'air.

[3] Pour plus de détails, se reporter à l'article de G. Mongodin et G. Prévôt.

Les expériences ont été faites avec plusieurs vitesses du rotor :

2 850 t/m, 3 620 t/m, 5 500 t/m.

Une première série de mesures furent faites en maintenant la pression p_s constante et égale à $3,2.10^{-4}$ m/m de Hg quelque soit le débit à l'aspiration. La pression p_e est alors de l'ordre de quelques 10^{-5} mm de Hg. En travaillant à ces pressions relativement élevées, comme le vide limite, rotor arrêté, est de l'ordre de 6.10^{-6} mm de Hg, on rend négligeable les débits virtuels dus au dégazage.



Courbe I

En paramètre : $\dfrac{\text{vitesse périphérique du rotor}}{\text{vitesse la plus probable des molécules}}$.

Pour l'application des formules (14′) ou (16′) il y a une certaine ambiguïté sur la valeur de α_s à choisir. Nous avons pris les 2 cas suivants : (voir *fig.* 8).

1° On mesure α_s depuis le milieu de l'ajutage basse pression jusqu'au milieu de l'ajutage haute pression : $\alpha_{s_1} = \dfrac{L}{r} = 5,45$.

2° On mesure α_s depuis le début jusqu'à la fin exacte de la veine $\alpha_{s_2} = 4,85$.

Comparons avec ces 2 hypothèses les résultats expérimentaux aux théoriques pour un débit nul.

Nous constatons un très bon accord avec l'expérience : les résultats théoriques encadrent la valeur expérimentale. La dernière colonne du tableau précédent indique la valeur de $\alpha_{s\,\text{fictif}}$ à prendre pour obtenir la valeur expérimentale : $\alpha_{sf} \# \alpha_{s2}$. La différence des valeurs de $\alpha_{s\,\text{fictif}}$ n'a aucun sens, vu les imprécisions expérimentales.

Si nous nous plaçons maintenant dans le cas $p_s = p_e$, le débit est indépendant de α_s et s'écrit :

$$D = H \times 1,1.10^7 \, \varphi_e \beta^2 \frac{r}{M} I(u_0). \tag{17}$$

H est la largeur de la veine. Comme le calcul a été fait en supposant cette largeur infinie, l'effet des parois limitant la veine en largeur doit causer une légère erreur qui doit se traduire par un H fictif inférieur au H réel.

φ_e	D_{exp}	$D_{th}(H = 17$ cm$)$	H_{fictif}
2 850	15,8 l/sec	18,9	14,3
3 620	20 l/sec	23,8	14,3
5 500	34 l/sec	36	16

L'erreur est peu sensible, H fictif est légèrement inférieur à H, il est pratiquement égal à $H - 2h$.

Nous avons finalement tracé sur des mêmes graphiques les courbes expérimentales et théoriques : D en fonction de $\dfrac{p_e}{p_s}$. Théoriquement c'est une hyperbole. Pour le calcul nous avons pris H fictif au lieu de H. On voit que l'allure des 2 courbes est sensiblement la même, un peu moins incurvée pour la courbe expérimentale. (voir courbes II, 1, 2, 3).

Le contre-courant entre la partie haute pression et basse pression est négligeable dans ces expériences.

D'autres expériences ont été faites pour étudier les effets dus au dégazage.

φ_e	$\dfrac{p_e}{p_s}$ exp	$\left(\dfrac{p_e}{p_s}\right)$ th $(\alpha = 5,45)$	$\left(\dfrac{p_e}{p_s}\right)$ th $(\alpha = 4,85)$	$\alpha_{s\,\text{fictif}}$
2 850 t/m	0,285	0,257	0,299	5,00
3 620 t/m	0,21	0,175	0,212	4,85
5 500 t/m	0,085	0,071	0.095	0,05

Une première courbe donne $\dfrac{p_s}{p_e}$ en fonction de p_s à débit nul de gaz à l'ajutage d'aspiration ($\varphi_e = 5\,500$ t/m). On introduit de l'air à l'ajutage de refoulement pour obtenir la pression voulue. La série d'expériences est faite rapidement pour que la variation dans le temps du dégazage massique soit négligeable (voir courbe III). La courbe est limitée du côté basse pression quand le vide limite est obtenu (on n'injecte plus d'air).

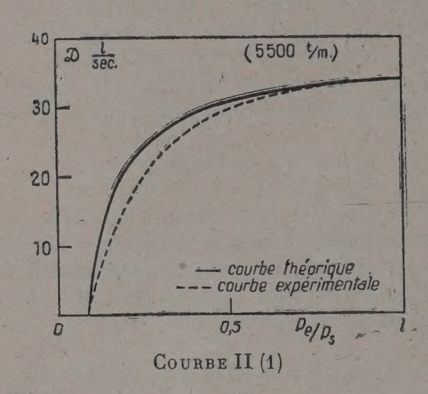
Si, une fois le vide limite atteint, on laisse la pompe tourner, le dégazage décroît au cours du temps. p_s alors diminue régulièrement mais on constate que $\dfrac{p_s}{p_e}$ reste constant égal à la valeur 2,3 qu'il a au point A de la courbe (III).

La formule (16′) permet l'étude théorique de ces résultats expérimentaux. Les deux parois du stator et du rotor dégazent de la même manière : on prendra $s = 1$.

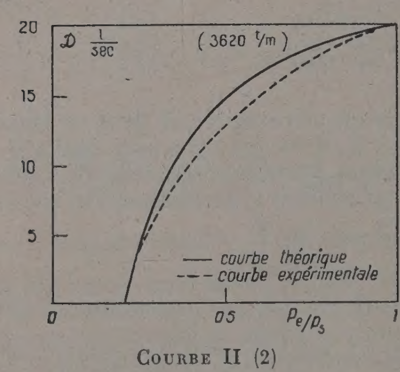
Faisons $\mathcal{D} = 0$ pour $\alpha = 0$.

On trouve :

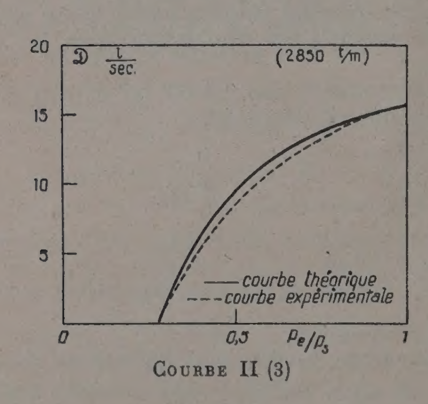
$$\frac{p_s}{p_e} = \frac{\dfrac{I}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}}}{\dfrac{I\,e^{-\gamma\alpha_s}}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} + \dfrac{1,5.10^{-3}}{v_e\,\beta^2}\,T\,\dfrac{C_s}{p_s}}. \quad (18)$$



Courbe II (1)



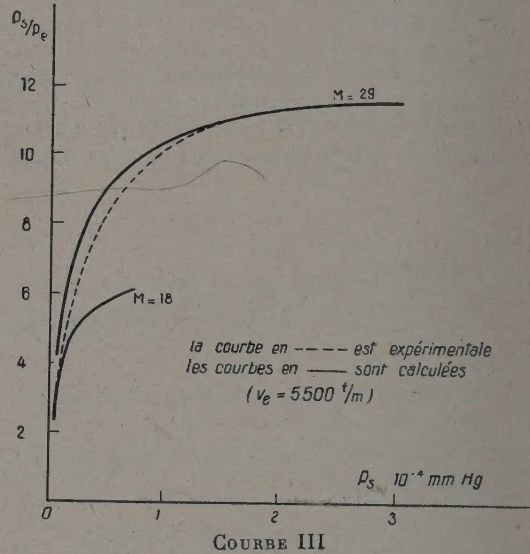
Courbe II (2)



Courbe II (3)

La courbe $\frac{p_s}{p_e}$ en fonction de p_s est une hyperbole. Pour les valeurs grandes de p_s on retrouve la valeur limite de $\frac{p_s}{p_e}$ sans dégazage : $\frac{p_s}{p_e} = e^{\gamma\alpha_s}$. La pompe à diffusion qui tire sur la pompe moléculaire à un débit $d \# 25$ l/sec, mesuré à la pression p_s. Ceci impose, quand aucune introduction de gaz n'est effectuée, une valeur constante pour $\frac{C_s}{p_s}$

$$\frac{C_s}{p_s} = 5,87.10^{-5} \times \frac{Md}{\text{surface totale qui dégage}}. \quad (19)$$



Courbe III

Par conséquent d'après cette formule si C_s diminue au cours du temps, p_s diminue proportionnellement, et d'après (18), $\frac{p_s}{p_e}$ reste constant et égal à :

$$\frac{p_s}{p_e} = \frac{\dfrac{I}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}}}{\dfrac{I\,e^{-\gamma\alpha_s}}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}} + \dfrac{4,38.10^{-8}\,MdT}{v_e.\beta^2.\alpha_s.r.H}}.$$

Si l'on admet que le gaz qui se dégage des parois est de l'air, on trouve avec la formule (8) que $\frac{C_s}{p_s} = 39.10^{-6}$ si $\frac{p_s}{p_e} = 2,3$.

Or la formule (19) donne $\frac{C_s}{p_s} = 24,10^{-6}$ en prenant : $d = 25$ l/sec.;

surface de dégagement $= 2 \times \alpha \times r \times H$.

Ce désaccord, qui semble nettement en dehors des précisions expérimentales, peut s'interpréter comme suit : on sait que le gaz qui s'échappe des parois sous un vide poussé et prolongé assez longtemps est principalement de la vapeur d'eau. Si dans les formules (18) et (19) on prend maintenant $M = 18$, on retrouve un bon accord pour les valeurs de $\frac{C_s}{p_s}$ tirées de ces feux formules.

Mais quand la pression est plus élevée (ce que l'on a obtenu par introduction d'air), le dégazage contient de plus en plus d'air : en effet on peut très

bien ajuster avec un dégazage air la partie haute pression de la courbe III avec $C_s = 1{,}40.10^{-10}$ et au contraire le prolongement de la courbe dégazage vapeur d'eau s'écarte nettement de la courbe expérimentale pour les pressions plus élevées.

Ainsi il semble que la courbe III correspond bien à un dégazage air pour les parties hautes pression et à un dégazage vapeur d'eau pour les très faibles pressions.

L'accord très remarquable entre tous les résultats expérimentaux et les prévisions du calcul semble justifier d'une façon précise les diverses hypothèses faites, en particulier la loi de réflection des molécules sur les parois. Il serait très intéressant de prolonger à la fois les calculs et les expériences pour des valeurs de $v_e\,\beta$ de l'ordre de 1, ou plus grandes que 1.

II. — D'une façon plus générale, en tenant compte du contre-débit, la formule (18) s'écrirait :

$$\frac{p_s}{p_e} = \frac{\dfrac{I_1}{1 - e^{-\gamma_1\alpha_1}} + \dfrac{I_2}{1 - e^{-\gamma_2\alpha_2}}}{\dfrac{I_1\, e^{-\gamma_1\alpha_1}}{1 - e^{-\gamma_1\alpha_1}} + \dfrac{I_2\, e^{-\gamma_2\alpha_2}}{1 - e^{-\gamma_2\alpha_2}} + \dfrac{1{,}5.10^{-3}}{v_e\,\beta^2}(T_1 - T_2)\dfrac{C_s}{p_s}}.$$

les indices (1) et (2) s'appliquant respectivement à la veine normale et à la veine de fuite. Dans le cas précédent, il est suffisant de prendre la formule (18). Voici un cas où il faut considérer le contre-débit :

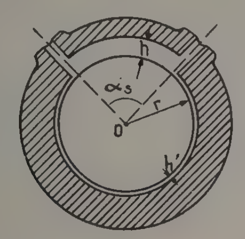


FIG. 9.

Dans un mémoire sur les pompes moléculaires [4], Gaede décrit une expérience sur une pompe du type étudié dans cet article (voir *fig.* 9). Les données sont les suivantes :

$$h = 0{,}1 \text{ cm},$$
$$2r = 9 \text{ cm},$$
$$\alpha_s\, r = 7 \text{ cm},$$
$$v_e = 5\,700 \text{ cm/sec}.$$

Le fluide est de l'air. On a mesuré le rapport $\dfrac{p_s}{p_e}$ avec débit nul. En fait il y a un débit dans la veine proprement dite qui compense le débit dans la veine de contre-courant. Pour obtenir $\dfrac{p_s}{p_e}$ on égale ces 2 débits

$$\frac{p_s}{p_e} = \frac{E + e^{-\gamma'\alpha'_s}}{1 + E e^{-\gamma\alpha'_s}}$$

avec

$$E = \frac{I}{I'}\,\frac{1 - e^{-\gamma'\alpha'_s}}{1 - e^{-\gamma\alpha_s}}, \qquad \alpha'_s = 2\pi - \alpha_s.$$

Il faudrait connaître h' pour calculer ce rapport. h' n'est pas donné pour cette expérience, mais dans l'article de Gaede une valeur de h' pour une autre pompe nous fournit l'ordre de grandeur probable : $h' \# 3.10^{-3}$ mm. On a fait le calcul pour différentes valeurs de h'. On voit sur le tableau suivant l'influence importante de ce facteur :

h' en 10^{-3} mm	0	0,1	1	2	3
$\dfrac{p_e}{p_s}$	67	37	7,5	4,2	2,9

L'expérience donne 3. Le calcul fait par Gaede donnait 620. Le calcul, en tenant compte du contre-débit, semble bien en accord avec le résultat expérimental obtenu.

C'est en 1952, que C. Cassignol ayant attiré pour la première fois notre attention sur ce sujet, J. Yvon et moi-même avions commencé une première étude. Les essais, en 1955, de G. Mongodin et F. Prévôt ont fait rebondir le sujet et m'ont encouragé à reprendre le travail commencé.

Manuscrit reçu le 5 avril 1955.

[4] GAEDE, *Ann. Physik.*, 1913, **41**, 289.

DISPERSION DES ÉLECTRONS SECONDAIRES MIS EN MOUVEMENT PAR DES RAYONS X DE 22 MeV

par M. TUBIANA, J. DUTREIX et A. DUTREIX,
Laboratoire des Isotopes et du Bétatron, Institut Gustave-Roussy, Villejuif (Seine).

Sommaire. — Étude théorique et expérimentale des électrons secondaires émis par la matière d'un écran irradié par les rayons X de 22 MeV produits par le bétatron de l'Institut Gustave-Roussy. L'intensité de ce flux électronique secondaire décroît rapidement, et devient inférieure à 5 pour cent de sa valeur initiale à 40 cm au delà de l'écran.

Un faisceau de photons provoque dans le matériel irradié la mise en mouvement d'électrons secondaires ; ceux-ci font un angle très faible avec la direction des photons incidents quand l'énergie quantique des photons atteint quelques MeV.

Cette projection des électrons vers l'avant explique l'accroissement progressif de leur flux dans le milieu irradié jusqu'à une valeur maximum correspondant à « l'équilibre électronique » dans le milieu.

Le flux électronique à la surface du milieu étudié dépend du nombre d'électrons présents dans le faisceau de photons à ce niveau et provenant des milieux antérieurement traversés ; si l'on interpose un écran dans le faisceau, les électrons mis en mouvement dans l'écran augmentent ce flux électronique à la surface du milieu considéré.

En fait, si les électrons sont projetés vers l'avant à l'instant initial, les diffusions multiples dans l'écran modifient cette direction et, à la sortie d'un écran épais, les électrons font un angle notable avec la direction des photons.

Nous nous sommes proposés d'étudier cette dispersion des électrons secondaires et son influence sur la dose additionnelle apportée par un écran dans les premiers centimètres du fantôme.

Un problème analogue a été traité dans le cas du ^{60}Co par Johns [1] et par Richardson [2].

1. Étude théorique de la dispersion des électrons derrière un écran infiniment mince dans le faisceau de 22,5 MeV

La section efficace pour l'émission d'un électron de recul à l'angle Ψ par rapport à la direction du photon incident est [3] :

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega}(\Psi) = \frac{r_0^2}{2}\left[\frac{2(\alpha_0+1)}{(\alpha_0+1)^2\,\mathrm{tg}^2\Psi+2\alpha_0+1}\right]\frac{1}{\cos^3\Psi}$$
$$\left\{1+\left[\frac{(\alpha_0+1)^2\,\mathrm{tg}^2\Psi-1}{(\alpha_0+1)^2\,\mathrm{tg}^2\Psi+1}\right]^2\right.$$
$$\left.\frac{4\alpha_0^2}{[(\alpha_0+1)^2\,\mathrm{tg}^2\Psi+1][(\alpha_0+1)^2\,\mathrm{tg}^2\Psi+2\alpha_0+1]}\right\}$$

$r_0^2 = \frac{e^2}{mc^2}$ $\alpha_0 = \frac{E^2}{mc^2}$ en. du photon incident

$\frac{d_e\sigma}{d\Omega}(\Psi, E_0)$ en cm²/steradian (pour un électron libre) (¹).

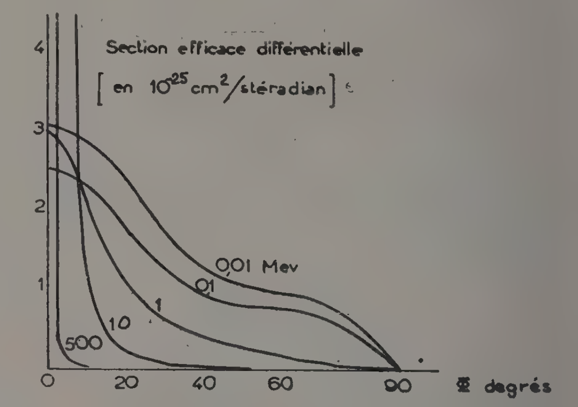


Fig. 1. — Probabilité pour la projection d'un électron de recul sous un certain angle Ψ par rapport à la direction du photon incident.

Si un faisceau monochromatique *étroit* de section s et d'intensité I (nombre de photons /cm2) tombe sur un écran infiniment mince d'épaisseur n (électrons /cm²) la distribution spatiale des électrons de recul est

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega}(\Psi)\ I.s.n. \qquad \text{électrons/stéradian}$$

Pour un faisceau polychromatique défini par

$$\frac{dI}{dE}(E) \qquad \text{(nombre de photons/MeV/cm)}^2$$

le nombre d'électrons émis dans la direction Ψ est

$$n.\,s.\,f(\Psi) = n.\,s.\int_0^{E_{\max}}\frac{d_e\sigma}{d\Omega}(\Psi.\,E)\,\frac{dI}{dE}(E)\,dE$$

(nombre d'électrons/steradian)

(¹) Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse nous négligerons la correction pour les électrons liés aux atomes.

A partir du spectre de Schiff et en utilisant les valeurs fournies par les tables du National Bureau of Standards [4] pour $\frac{d_e\sigma}{d\Omega}(\Psi, E)$ nous avons calculé la distribution spatiale $f(\Psi)$ (nombre d'électrons/stéradian) des électrons de recul (*fig.* 1 *bis*) dans le faisceau de 22,5 MeV.

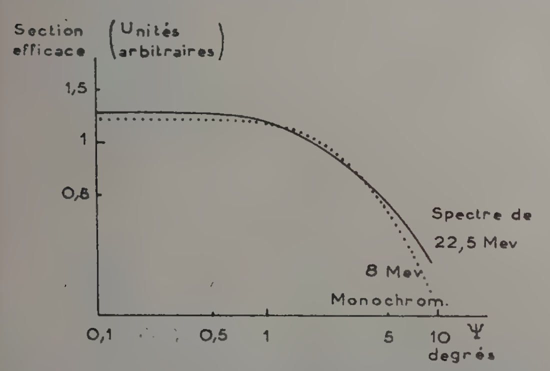


FIG. 1 *bis.* — La distribution angulaire des électrons projetés par le spectre de 22,5 MeV est comparable à la distribution angulaire des électrons projetés par un faisceau monochromatique de 8 MeV.

Flux d'électrons de recul, sur l'axe, derrière un écran infiniment mince traversé par un faisceau cylindrique. — Le nombre d'électrons de recul émis vers A, dans la direction Ψ par une couronne élémentaire dr est

$$2\pi\, r dr . n . f(\Psi) \qquad \text{el./steradian}$$

L'intensité correspondante du flux d'électrons en A, défini comme le nombre d'électrons qui

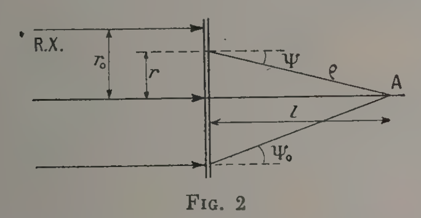


FIG. 2

traversent un volume sphérique infiniment petit centré sur A est

$$\frac{2\pi . n . r . dr}{\rho^2} f(\Psi) \qquad (\text{el./cm}^2)$$

$$\left[r = l \operatorname{tg} \Psi \quad \rho = \frac{l}{\cos \Psi} \qquad r\, dr = l^2 \frac{\operatorname{tg} \Psi}{\cos^2 \Psi} d\Psi \right]$$

Le flux total d'électrons de recul en A est

$$2\pi n \int_0^{\Psi_0} f(\Psi) \operatorname{tg} \Psi \, d\Psi \qquad (\text{él./cm}^2).$$

Ce flux a été calculé pour différentes valeurs de Ψ_0 (*fig.* 3).

En fait, ce calcul valable pour un écran infiniment mince ne peut plus s'appliquer à un écran réel où les diffusions multiples interviennent pour accroître la dispersion.

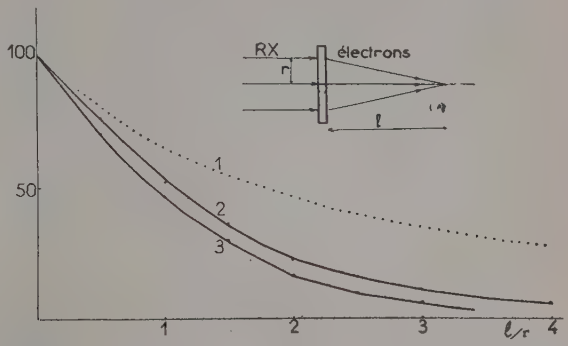


FIG. 3. — Mesures avec une chambre d'ionisation derrière l'écran.
Courbe 2 : faisceau de 15 × 15 cm (à l'entrée du fantôme).
Courbe 3 : faisceau de 7,5 cm de diamètre.
Courbe 1 : Intensité théorique du flux d'électrons derrière un écran infiniment mince.

Pour un écran réel mince l'angle de dispersion moyen est donné par

$$\bar{\delta}^2 = 4 Z^2 Nd \frac{e^2}{(\alpha + mc^2)^2} \left[3{,}69 + 0{,}28 \log \frac{Z^{4/3} pd}{A} \right]^2 \tag{5-6}$$

p = densité A, Z = masse et numéro atomiques.
d = épaisseur

Markus et Paul [7] ont vérifié ces valeurs en plaçant de minces feuilles de plomb dans un faisceau d'électrons de 6 MeV.

La formule approchée donnant l'angle de dispersion moyen derrière un écran mince n'est pas applicable pour un écran épais et il est nécessaire de s'adresser à l'expérimentation directe.

2. Étude expérimentale.

Nous avons abordé l'étude expérimentale des phénomènes 1° en mesurant directement dans l'air la dispersion des électrons secondaires derrière un écran radiateur ; 2° en étudiant l'influence des électrons secondaires émis par l'écran sur la forme de la « courbe de transition » dans ce fantôme.

1° Mesures dans l'air derrière un écran. — Nous avons mesuré le flux d'électrons secondaires à différentes distances derrière un écran qui jouait le rôle de radiateur d'électrons.

Technique. — Nous avons utilisé comme écran :

Soit une plaque d'aluminium (30 × 30 cm) d'épaisseur 2 cm (5,6 g/cm²).

Soit une plaque de plexiglass (30 × 30 cm), d'épaisseur 3 cm (3,5 g/cm²) qui a été placée à 120 cm

de la source, dans des faisceaux de section 15 × 15 cm et Ø 7,5 cm).

Les mesures ont été effectuées à l'aide

— d'une chambre d'ionisation sphérique (Type Condiometer Ø 15 mm, paroi 1 mm) ;

— de films Kodak M, placés perpendiculairement à l'écran, selon l'axe du faisceau. Le noircissement est mesuré avec un densitomètre Balwin étalonné par rapport à un densitomètre absolu.

L'étude préalable de ces films et des conditions de développement avait permis de choisir une zone dans laquelle la courbe d'étalonnage densité optique-dose peut être considérée comme linéaire avec une approximation compatible avec cette étude.

Dans les deux cas il était nécessaire de déduire des lectures effectuées la réponse de la chambre d'ionisation ou du film au seul faisceau de photons, réponse qui constitue un véritable bruit de fond. La réponse de l'appareil de mesure au flux d'électrons secondaires était considérée comme égale à la lecture effectuée diminuée du bruit de fond.

Pour évaluer le bruit de fond lié au seul flux de photons nous avons répété les mesures sans changer la distance entre le bétatron et l'instrument de mesure, mais en augmentant au maximum (60 cm) la distance écran-instrument de mesure. A cette distance il semble que le flux des électrons secondaires provenant de l'écran soit négligeable car : 1) la différence des mesures effectuées avec ou sans écran correspond à la réduction théorique (calculée à partie du coefficient d'atténuation) du faisceau de photons dans l'écran ; 2) comme nous le verrons, à cette distance, la présence d'un écran n'a pas d'influence sur la forme de la « courbe de transition ».

Résultats. — Les courbes 3, 4*a* et 4*b* indiquent la variation de la réponse du film ou de la chambre d'ionisation, aux électrons provenant de l'écran à mesure que l'on s'éloigne de celui-ci.

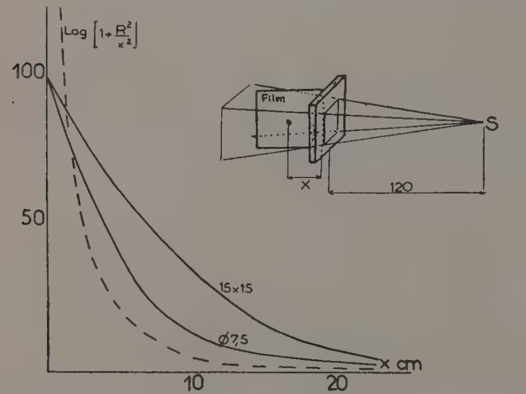


Fig. 4 *a*. — Densité optique du film à la distance x derrière l'écran.

La courbe en tirets représente l'intensité théorique du flux d'électrons si l'émission par l'écran était isotrope.

L'intensité du flux d'électrons diminue rapidement et à 30 cm ne dépasse pas 10 % de sa valeur initiale immédiatement derrière l'écran, même pour le plus grand faisceau (15 × 15).

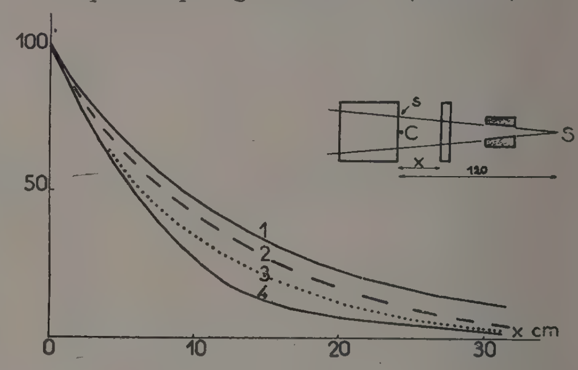


Fig. 4 *b*. — Mesures à la chambre d'ionisation derrière l'écran.

Courbe 1 : écran 5 cm plexi. — faisceau 10 × 10 cm.
Courbe 2 : » 2 cm Al — » 15 × 15 cm.
Courbe 3 : » 1 cm Fe — » Ø 17 cm.
Courbe 4 : « 2 cm Al — » Ø 7,5 cm.

D'autre part, la décroissance du flux d'électrons est d'autant plus rapide que le faisceau est plus étroit.

Sur la figure 4*a* on a porté pour comparaison la courbe Log $\left(1 + \frac{r^2}{x^2}\right)$ qui représente la variation de l'intensité du flux d'électrons que l'on aurait si

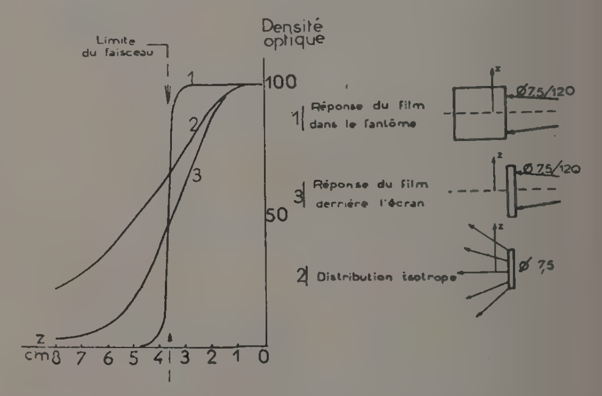


Fig. 5. — Densité optique selon un axe perpendiculaire à l'axe du faisceau à 3 cm :

1) en profondeur dans le fantôme.
3) derrière l'écran.

La courbe 2 représente la variation de la dose à 3 cm en avant d'un disque radioactif mince (distribution isotrope).

leur émission était isotrope (par analogie cette fonction représente la dose le long de l'axe à la distance x d'un disque radioactif de rayon r).

On constatera sur la figure 3 : 1) que l'expression

de la distance en l/r dont le choix a été guidé par le calcul théorique amène presque en coïncidence les courbes expérimentales obtenues dans le cas des faisceaux dont la section a un diamètre de 7,5 cm ou de 15 cm ; 2) que la décroissance du flux est plus rapide que ne l'indique le calcul théorique effectué dans le cas d'un écran infiniment mince.

Il a enfin paru intéressant d'étudier la variation du flux d'électrons secondaires dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Sur la figure 5 sont comparées les variations de la dose dans un plan situé 3 cm derrière l'écran, le faisceau ayant une section dont le diamètre est de 7,5 cm :

1) à l'intérieur d'un fantôme de plexiglass ;
2) dans l'air derrière un écran d'aluminium ;
3) dans le cas théorique d'une émission isotrope des électrons secondaires.

2° Influence de la distance écran-fantôme sur la courbe de transition. — *Principe.* Dans le cas d'un faisceau de 22 MeV la dose maximum est située à environ 4 cm de profondeur. Cela signifie que le flux d'électrons secondaires croît jusqu'à cette profondeur pour décroître lentement ensuite du fait de la diminution du flux de photons, diminution qui est liée à son absorption. Tant que le flux d'électrons n'a pas atteint sa valeur maximum, il y a dans chaque couche successive plus d'électrons mis en mouvement que d'électrons arrêtés ; au niveau du maximum il y a égalité.

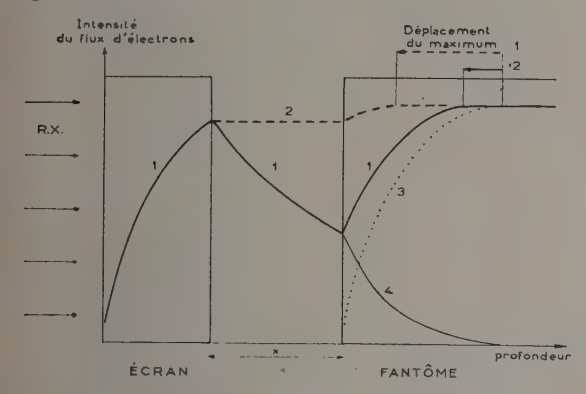


Fig. 6. — Variation de l'intensité du flux d'électrons en présence d'un écran.
(schématique — en particulier on a négligé l'atténuation du faisceau de photons).
3) courbe de transition « pure » en l'absence d'un écran.
1) si tous les électrons étaient projetés dans la direction des photons incidents.
2) du fait de la dispersion des électrons l'intensité diminue entre l'écran et le fantôme.
4) atténuation dans le fantôme des électrons d'origine extérieure.

Si un faisceau d'électrons souille le faisceau de photons incidents, il en résulte : *a*) une augmentation de la dose à la surface, *b*) une diminution de la profondeur à laquelle se trouve la dose maximum.

En effet, le flux d'électrons d'origine extérieure, qui s'atténue rapidement dans le fantôme, s'ajoute au flux progressivement croissant des électrons mis en mouvement dans le fantôme. La valeur maximum du flux total, correspondant à une égalité du nombre d'électrons mis en mouvement et du nombre d'électrons qui achèvent leur parcours dans la même couche infiniment mince, est donc atteinte à une profondeur plus faible que pour le flux des seuls électrons du fantôme, c'est-à-dire en l'absence d'écran (*fig.* 6). Dans certains cas, dès la surface du fantôme, le nombre d'électrons arrêtés est supérieur au nombre d'électrons mis en mouvement et le flux est constamment décroissant.

Technique. Le fantôme est constitué de plaques de plexiglass (30 × 30 cm). La section du faisceau de rayons X utilisé a pour diamètre 4,5 cm, 7,5 et 15 cm.

L'écran (Al. ou plexiglass) est placé à des distances de 0, 3, 5, 10, 20 et 40 cm parallèlement à la face d'entrée du fantôme, la distance source de rayons X-fantôme est fixe et égale à 120 cm. Les mesures sont effectuées à l'aide de films placés dans le fantôme selon l'axe du faisceau.

Résultats. — 1° Remarquons tout d'abord qu'une couche d'air, même épaisse, ne modifie pas la courbe de transition. Nous avons étudié la courbe de transition en l'absence d'écran, jusqu'à une distance source-fantôme égale à 5 m. Bien qu'une telle épaisseur d'air soit l'équivalent d'un écran de 5 mm de plexiglass environ, une modification de la courbe de transition n'a pas pu être mise en évidence.

2° Les courbes des figures 7 montrent que lorsque la distance écran-fantôme est faible le maximum se trouve situé à une distance très petite de la surface. Le maximum se déplace en profondeur en même temps que la dose à l'entrée diminue, lorsque la distance écran-fantôme augmente. A partir d'une certaine distance D la courbe de transition retrouve pratiquement la forme de la courbe de transition « pure » (en l'absence d'écran).

Cette distance D est d'autant plus faible que le diamètre du faisceau est plus petit ; elle est de 40 cm pour le plus grand faisceau utilisable (15 × 15) — (*fig.* 7*a* et 7*b*).

Discussion. — Comme l'absorption par l'air des électrons secondaires doit être faible (40 cm d'air équivalent à environ 0,5 mm de plexiglass), la décroissance du flux derrière un écran, doit essentiellement être liée à la dispersion géométrique des électrons. Cette dispersion paraît plus faible que si l'émission des électrons était isotrope (*fig.* 4 *a*) et plus importante que celle prévue par le calcul théorique effectué dans le cas d'un écran

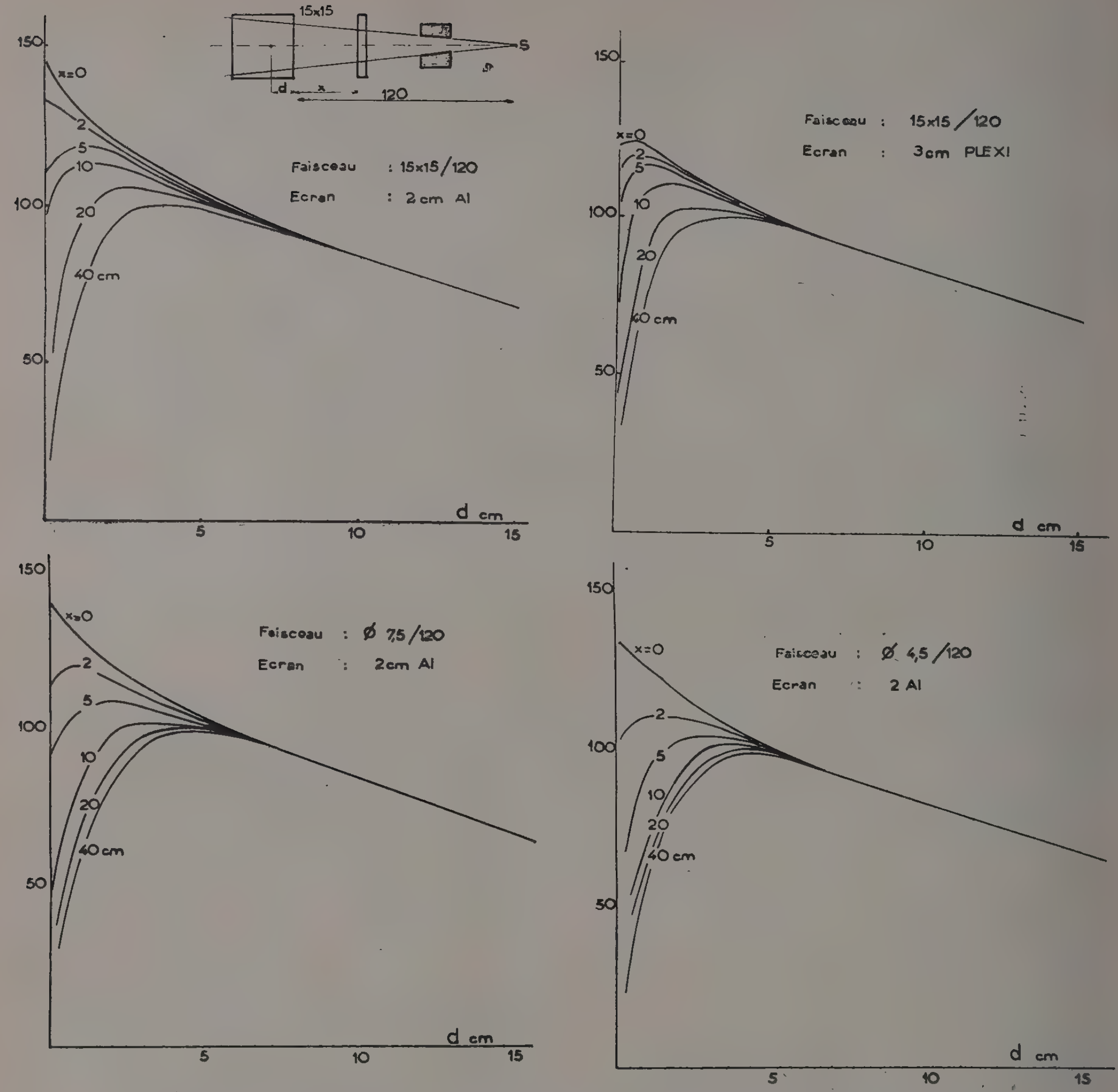


Fig. 7. — Densité optique du film placé dans le fantôme parallèlement à l'axe, pour différentes valeurs de la distance x de l'écran au fantôme et de la section du faisceau.

très mince (*fig.* 3). Ce second résultat était prévisible. Au sortir d'un écran de quelque épaisseur les diffusions multiples des électrons ont considérablement modifié la direction initiale des électrons et augmenté l'angle moyen de dispersion. De plus, l'air peut également contribuer à cette diffusion. L'étude de la distribution transversale de l'intensité du flux d'électrons (*fig.* 5) confirme d'ailleurs bien l'importante dispersion géométrique ; elle montre également que malgré les diffusions multiples il subsiste un effet directionnel et une projection vers l'avant des électrons secondaires.

La décroissance du flux dépend de la surface de l'écran traversée par les photons surface qui joue le rôle de source d'électrons, c'est-à-dire de la section du faisceau de photons (*fig.* 4 *a*). On trouve ainsi expérimentalement, avec un écran épais, que la décroissance suit une loi en $\frac{l}{r}$ (*fig.* 3), loi donnée par le calcul théorique dans le cas d'un écran mince.

A une distance supérieure à 40 cm l'intensité du flux d'électrons devient inférieure à 5 % de son intensité initiale même si le diamètre du faisceau de photons est de 15 cm.

Dans le cas des 3 matériaux étudiés, aluminium, fer, plexiglass, l'étude des courbes de transition (*fig.* 7) confirme cette conclusion et montre que si la distance est supérieure à 40 cm, la répartition des doses en profondeur est la même qu'en l'absence d'écran. Ceci justifie la technique utilisée pour la détermination du bruit de fond : la réponse propre du dosimètre aux photons étant mesurée en plaçant l'écran à 60 cm du fantôme.

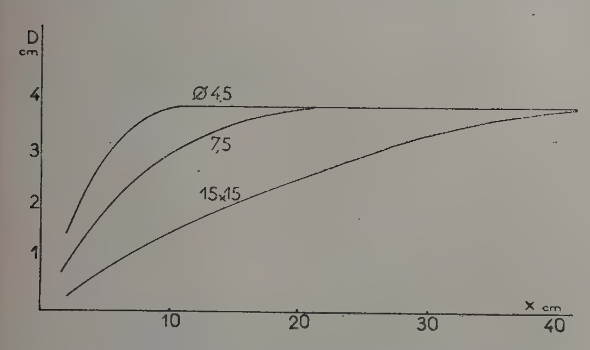


Fig. 8. — Profondeur D de la dose maximum de la courbe de transition pour des valeurs différentes de la distance x de l'écran au fantôme et de la section du faisceau.

Il est possible, pour chaque position de l'écran, de mesurer la valeur de l'intensité du flux des électrons provenant de l'écran en chaque point du fantôme. Cette valeur est obtenue par différence entre la dose mesurée en présence de l'écran et celle mesurée lorsque l'écran est éloigné à 60 cm. On a étudié son atténuation le long de l'axe. Nous avons trouvé qu'elle est grossièrement exponentielle avec un coefficient = 0,7 cm^{-1}.

Bien qu'une telle évalutation soit très imprécise ce coefficient est du même ordre de grandeur que celui calculé à partir de la courbe de transition qui a été trouvé égal à 0,77 cm^{-1} par Laughlin (8) et nous-mêmes et 0,85 cm^{-1} par Johns [9].

Sur les figures 7*a* et 7*b* les faisceaux des courbes ne se rejoignent pas à la profondeur de 4 cm : la la dose à cette profondeur est plus élevée lorsque l'écran est près de l'entrée du fantôme. Étant donnée la diminution rapide du flux d'électrons, il semble qu'à cette profondeur les électrons provenant de l'écran ne peuvent être en cause. Cette différence peut être attribuée aux photons diffusés par l'écran. Pour un faisceau de 15 cm de section, l'augmentation de la dose à une profondeur de 5 cm atteint 5 % lorsque l'écran est au contact du fantôme (*fig.* 7*a*-7*b*), c'est l'ordre de grandeur de la diffusion qu'une autre série d'expériences (*à paraître*) a mise en évidence. Comme on peut le prévoir l'importance de la diffusion diminue lorsque la surface du champ diminue (*fig.* 7*c*-7*d*).

Résumé et conclusion. — Dans un bétatron, il existe des écrans inévitables (paroi du tube à électrons, cône compensateur, moniteur), mais ils sont placés par construction ou intentionnellement dans le champ magnétique qui dévie hors du faisceau de photons les électrons émis. On s'abstient généralement d'interposer d'autres dispositifs pouvant se comporter en écran.

En fait, ces expériences montrent que les électrons émis par un écran interposé entre la source et le matériel irradié se dispersent rapidement et que l'intensité de ce flux électronique secondaire devient inférieure à 5 % de son intensité initiale quand la distance écran-objet irradié atteint 40 cm.

Manuscrit reçu le 27 mai 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Johns (H. E.), Epp (E. R.), Cormack (D. V.), Fedoruk (S. O.), *British J. Radiol.*, 1952, **25**, 302.
[2] Richardson (J. E.), Kerman (H. D.), Brucer (M.), *Radiology*, 1954, **63**, 25.
[3] Klein (O.), Nishina (Y.), *Z. Physik*, 1928, **52**, 853.
[4] Nelms (Ann. T.), *Nat. Bur. Stand.*, 1953, Circular 542.
[5] Bothe (W.), *Z. Naturforschung*, 1949, 542.
[6] Heitler (W.), *Quantum theory of Rad.*, Oxford Clarendon Press 1954.
[7] Markus (B.), Paul (W.), *Strahlentherapie*, 1953, **92**, 621.
[8] Laughlin (J. S.), *Bristish J. Rad.*, 1952, **25**, 12.
[9] Johns (H. E.), Darby (E. K.), Haslam (R. N. H.), Katz (L.), Harrington (E. L.), *Amer. J. Roentgenology*, 1949, 62.

CONSTRUCTION DES LENTILLES ÉLECTRONIQUES MAGNÉTIQUES

Par P. DURANDEAU,

Laboratoire d'Optique électronique, Toulouse.

Sommaire. — L'étude de la topographie du champ sur l'axe d'une lentille électronique magnétique au moyen d'un système pendulaire électrodynamique a permis de préciser les règles de construction de ces lentilles, particulièrement lorsqu'elles sont destinées à focaliser des électrons accélérés par des tensions plus élevées que dans les microscopes électroniques courants.

Un circuit magnétique bien étudié rassemble, dans la zone de l'entrefer, la presque totalité des ampères-tours de la bobine d'excitation. Un choix judicieux des formes et des dimensions des faces polaires et du canal axial concentre ces ampères-tours en une topographie de moindre étalement [1].

1. Introduction. — Une lentille électronique magnétique se présente comme un électro-aimant de révolution percé d'un canal, centré sur l'axe, pour le passage du faisceau électronique. La forme et les dimensions habituelles des lentilles puissantes sont données par la figure 1. Le champ de

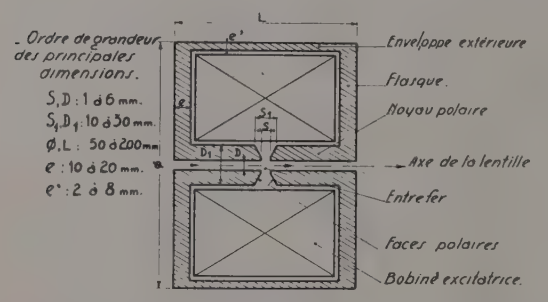


Fig. 1. — Éléments d'une lentille électronique classique. Ordre de grandeur des dimensions d'une lentille de microscope électronique.

symétrie axiale créé lorsque le courant excitateur parcourt la bobine agit sur le faisceau électronique de façon comparable à une lentille sur un faisceau lumineux.

Les propriétés électro-optiques d'une lentille magnétique peuvent être entièrement calculées si on connaît l'intensité du champ d'induction B en tout point de l'axe, c'est-à-dire si on connaît la fonction $B(z)$, ou sa courbe représentative. Celle-ci prend la forme d'une courbe en cloche (*fig.* 2) dans la zone de l'entrefer. Pour la caractériser, en première approximation, on a coutume de donner l'intensité de son maximum B_M et la largeur a qui sépare les deux points pour lesquels le champ prend la valeur $\frac{B_M}{2}$. a mesure l'étalement de la « topographie ».

D'après le théorème d'Ampère, le nombre des ampères-tours NI d'une lentille électronique

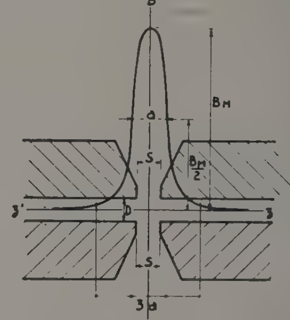


Fig. 2. — Topographie du champ le long de l'axe d'une lentille magnétique dans la zone de l'entrefer.

excitée par une bobine de N spires, alimentée par un courant I, satisfait à la relation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B(z)\, dz = \frac{4\pi}{10} NI$$

($B(z)$ en gauss ; z en centimètres ; I en ampères).

Le circuit magnétique qui enveloppe la bobine influe sur la topographie du champ B mais non sur l'intégrale $\int B(z)\, dz$ étendue à la totalité de l'axe $z'z$.

Le calcul de l'intégrale $\int B(z)\, dz$, limitée à l'intervalle compris entre deux abscisses z_1 et z_2, permet de définir un nombre d'ampères-tours nI par la relation : $\int_{z_1}^{z_2} B(z) dz = \frac{4\pi}{10}\, nI$. Nous dirons, par abréviation, que nI ampères-tours sont répartis entre les abscisses z_1 et z_2 de l'axe. Nous dirons,

[1] Un court exposé de ce travail a été présenté à la réunion de la Section de Toulouse de la Société Française de Physique, le 18 février 1955. (*Journal de Physique*, juillet 1955, t. 16, n° 7, p. 725).

de même, que le circuit magnétique rassemble les ampères-tours de la bobine excitatrice dans la zone de l'entrefer.

Nous nous proposons de préciser les règles de construction des lentilles à courte longueur focale, particulièrement celles des lentilles destinées à focaliser des électrons accélérés par des tensions plus élevées que dans les microscopes électroniques courants. Ces règles restent valables pour toutes les lentilles magnétiques.

Montrons comment se pose le problème.

a) Nous verrons plus loin que la longueur focale d'un projecteur (²) est minimum pour un nombre d'ampères-tours proche de $13{,}5\sqrt{V^\times}$ [$V^\times = V(1 + 0{,}98 \times 10^{-6}\,V)$; V, tension d'accélération mesurée en volts]. Cette excitation correspond également à de bonnes conditions de fonctionnement d'un objectif.

b) La longueur focale minimum obtenue, pour un projecteur donné, est d'autant plus courte que le projecteur rassemble les ampères-tours d'excitation en une topographie de plus faible étalement, ou, ce qui est équivalent, en une topographie pour laquelle B_M a une valeur plus grande pour l'excitation donnée.

Le problème de la construction d'une lentille électronique de grande puissance consiste donc :

a) à construire une bobine donnant le nombre d'ampères-tours nécessaires, ce qui ne présente aucune difficulté ;

b) à déterminer le circuit magnétique de la lentille afin que ses ampères-tours soient rassemblés dans la zone centrale et non étalés le long de l'axe, très loin de l'entrefer, comme nous verrons qu'il advient si le circuit magnétique est mal étudié ;

c) à donner aux pièces polaires la forme et les dimensions propres à obtenir avec le nombre d'ampères-tours optimum une topographie aussi peu étalée que possible.

2. Détermination des ampères-tours de la bobine d'excitation. — De nombreux auteurs [1, 2] ont calculé les trajectoires électroniques dans des topographies dont la forme plus ou moins approchée avait été déterminée par le calcul ou par la mesure ; ils posent que cette topographie se réduit à une courbe en cloche dans la zone de l'entrefer.

D'après les résultats de Liebmann [1], par exemple, la longueur focale f_1 d'un projecteur est minimum pour une excitation voisine de $NI = 13{,}5\sqrt{V^\times}$, quel que soit le rapport $\frac{S}{D}$.

Ce résultat se retrouve aisément à partir d'une schématisation souvent utilisée : on suppose l'induction B uniforme entre deux plans normaux à l'axe $z'z$ et nulle en tout autre point de l'axe. Les calculs sont classiques : la trajectoire de l'électron est une hélice dans la région du champ uniforme. L'électron se déplace dans un plan passant par l'axe $z'z$ et tournant autour de cet axe à la vitesse angulaire $\omega = \frac{e}{2m} B$. Dans ce plan l'électron décrit une sinusoïde. Un calcul simple montre qu'un nombre d'ampères-tours $NI = 11\sqrt{V^\times}$ donne une valeur minimum à la longueur focale d'un tel projecteur.

En conclusion, pour obtenir la plus courte longueur focale, il faut une bobine pouvant fournir un nombre d'ampères-tours de l'ordre de $13{,}5\sqrt{V^\times}$. Pour une lentille bien construite, une valeur plus élevée est inutile.

3. Le circuit magnétique d'une lentille électronique. — I. VARIATION DE FORME DE LA TOPOGRAPHIE EN FONCTION DE L'EXCITATION : PHÉNOMÈNES FONDAMENTAUX. — Le dispositif que nous avons monté pour mesurer la valeur de l'induction en tout point de l'axe d'une lentille magnétique a déjà été décrit : nous renvoyons à cette description [3].

Afin d'évaluer la fraction de l'excitation rassemblée par le circuit magnétique, nous mesurons le nombre des ampères-tours concentrés dans la cloche centrale sur une largeur conventionnellement égale à $3\,a$ (*fig.* 2). Aux limites de cet intervalle, l'induction a encore une intensité de l'ordre de 2 à 3 pour 100 de l'intensité maximum. Il reste évidemment des ampères-tours hors de cet intervalle et il est facile de faire la correction si l'on admet que la courbe en cloche tend asymptotiquement vers l'axe des abscisses selon la loi A/z^3. Mais ces ampères-tours ne représentent, pour une lentille bien construite, qu'une très faible fraction de l'excitation : on trouve habituellement 95 % environ des ampères-tours dans l'intervalle ci-dessus défini (³). Si cette fraction devient plus faible, c'est l'indice d'un circuit magnétique mal étudié.

Déterminons les topographies données par une lentille électronique du type indiqué par la figure 1, dans le cas particulier de pièces polaires à noyau cylindrique, percées d'un canal de 4 mm de diamètre, à faces planes séparées par un entrefer de 2 mm.

Pour une excitation assez faible, 1 000 ampères-tours par exemple, la topographie est une courbe en cloche analogue à celle représentée sur la

(²) Pour préciser les conditions d'utilisation de la lentille, nous parlerons de projecteur si l'image est formée par l'action de la totalité du champ et d'objectif dans le cas où agit seulement le champ après l'objet réel. Nous considérerons cette distinction comme connue.

(³) Le calcul à partir des expressions mathématiques qui représentent le mieux les topographies expérimentales fournit des résultats très voisins.

figure 2. La valeur du maximum est 3 000 gauss, environ, et la largeur a est proche de 3 mm. Le champ hors de la zone centrale est rapidement inférieur à la limite de sensibilité de l'appareil de mesure (3 gauss). L'évaluation de l'aire comprise entre la courbe $B(z)$ et l'axe montre que 95 °/₀ des ampères-tours d'excitation sont rassemblés dans la zone centrale.

Poussons l'excitation à $NI = 8\,000$ ampères-tours. La zone centrale garde sensiblement la même forme et le maximum est voisin de 7 000 gauss. Mais, dans le canal, le champ est devenu accessible à la mesure. La topographie d'ensemble, dans le cas précisé, est représentée par la figure 3. La zone centrale ne rassemble plus que 25 °/₀ des ampères-tours d'excitation.

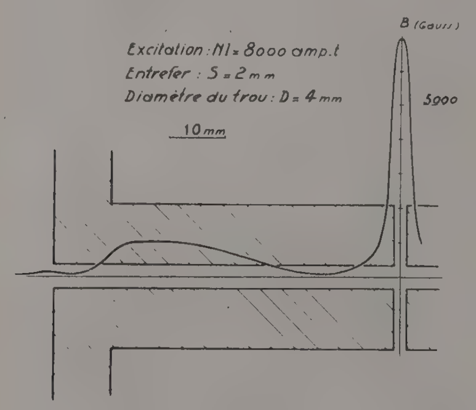


Fig. 3. — Topographie du champ le long de l'axe d'une lentille électronique à forte excitation, pour un circuit magnétique mal étudié.

Les phénomènes restent les mêmes, dans leur allure générale, si les pièces polaires ont leurs faces en regard tronconiques, leur noyau demeurant cylindrique.

L'apparition d'un champ considérable à l'intérieur du canal percé dans les pièces polaires quand l'excitation dépasse une certaine valeur, tel est le phénomène essentiel qui apparaît dans une lentille classique.

II. Nécessité de rendre négligeable le champ hors de la zone centrale. — Le champ important qui apparaît à forte excitation dans le canal est gênant à plusieurs titres :

a) Il entraîne une dépense inutile d'ampères-tours et il exige la construction de bobines volumineuses, en particulier pour un microscope à très haute tension.

b) Il rend plus difficile le centrage d'un système de lentilles, chacune d'entre elles devenant une lentille épaisse.

c) Il perturbe l'action focalisante du champ intense de la zone centrale en cloche, zone habituellement admise comme seule agissante dans le calcul des caractéristiques optiques d'une lentille électronique : il ne faut pas oublier, en effet, que le faisceau d'électrons parcourt tout le canal et par suite subit l'action du champ en toute section de celui-ci. Il est intéressant de préciser cette action défavorable du champ dans le canal en étudiant un cas schématique.

Supposons que la région du champ dans l'entrefer soit assimilable à un champ uniforme B, de 10 000 gauss, par exemple, s'étendant sur une longueur L telle que : $B \times L = 10{,}55\sqrt{V^{\times}}$. On vérifie que, dans ce cas, un faisceau incident parallèle à l'axe est focalisé dans le plan de sortie : la longueur focale mesure 0,64 L.

Faisons suivre ce champ uniforme de 10 000 gauss d'un champ uniforme faible, 100 gauss par exemple : on vérifie que, quelle que soit la distance sur laquelle s'étende ce champ faible, la longueur focale de l'ensemble est supérieure à celle du champ intense seul.

Il convient donc, pour ces différentes raisons, de chercher à éliminer le champ dans le canal des pièces polaires.

III. Variation du flux le long des pièces polaires : champ dans le canal axial. — La loi du circuit magnétique d'Hopkinson qui suppose la conservation du flux le long du circuit magnétique ne fournit pas d'explication à l'existence d'un champ important et variable dans le canal des pièces polaires.

Mais, en réalité, il n'y a pas conservation du flux magnétique le long du circuit : le flux croît dans les sections droites des pièces polaires quand on va de l'entrefer vers le flasque. Ce résultat est connu depuis longtemps pour les électro-aimants. Mulvey [4] l'a mesuré pour une disposition particulière de la lentille.

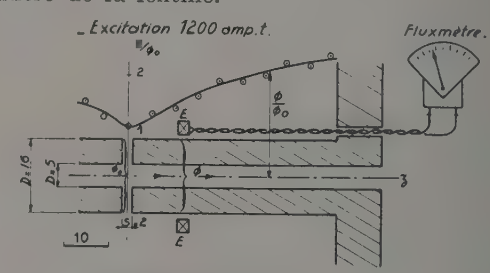


Fig. 4. — Variation du flux dans les noyaux polaires.

Nous avons vérifié ce phénomène en utilisant le montage de la figure 4. Un enroulement E peut glisser le long des noyaux polaires. Cet enroulement est relié aux bornes d'un fluxmètre. L'inversion du courant dans la bobine d'excitation entraîne une déviation du fluxmètre, déviation qui mesure le flux traversant la section droite où se trouve l'enroulement E.

Cette croissance du flux dans les pièces polaires,

quand on s'éloigne de l'entrefer, est confirmée par le calcul qui peut être conduit commodément dans l'hypothèse d'une perméabilité infinie et en se limitant à une première approximation.

Nous avons examiné l'influence, sur cette variation du flux, de l'épaisseur de la bobine, de sa position, de la distance entre les pièces polaires et l'enveloppe extérieure, de l'état d'aimantation. Ces détails seront développés dans un exposé plus complet.

Le résultat fondamental à retenir, c'est l'*augmentation du flux quand on va de l'entrefer vers le flasque :* nous allons montrer que la variation du champ sur l'axe est liée à ce phénomène.

Pour une perméabilité infinie, le calcul montre que la topographie est une courbe en cloche tendant asymptotiquement vers l'axe z'z. Pour une perméabilité finie, l'allure de la topographie est donnée en ajoutant à cette courbe en cloche la courbe du champ d'aimantation des noyaux polaires (*fig.* 5). La somme des deux courbes donne l'allure de la topographie du champ résultant.

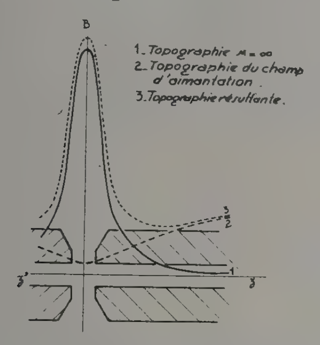


Fig. 5. — Influence du champ d'aimantation des pièces polaires sur l'allure de la topographie.

A faible excitation, l'induction restant inférieure à 12 000 gauss, le champ d'aimantation est inappréciable à la mesure et les ampères-tours qu'il étale tout le long de l'axe sont seulement quelques pour cent de l'excitation totale. A forte excitation, si l'induction dans le fer dépasse 12 000 gauss, la perméabilité décroît et le champ d'aimantation prend des valeurs de plusieurs centaines de gauss. Ce champ apparaît sur l'axe hors de l'entrefer. Il étale, le long du canal, une fraction considérable de l'excitation totale, fraction qui est perdue pour la zone centrale.

IV. Règles de construction du circuit magnétique. — Il faut éviter la saturation du fer en tout point du circuit magnétique et, pour cela, augmenter sa section en même temps que le flux qui la traverse.

En conséquence, nous proposons la construction suivante (*fig.* 6) :

a) *Les noyaux polaires* sont coniques pour tenir compte de l'augmentation du flux à travers la section du noyau polaire, quand on va de l'entrefer vers le flasque.

L'expérience vérifie que, dans les cas usuels, une dilution suffisante du flux est obtenue en choisissant un angle du cône de 10° à 15°.

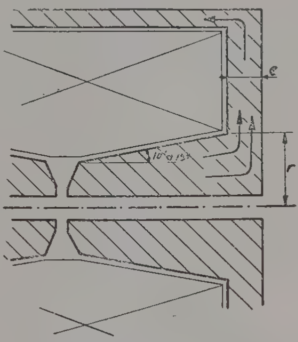


Fig. 6. — Construction du circuit magnétique : noyaux polaires coniques, e proche de $r/2$.

b) *Le flasque* a une épaisseur de l'ordre de la moitié du rayon de base du cône si l'on veut qu'il y ait conservation de la section du fer. Une valeur un peu plus faible peut être suffisante, le flux ne remplissant pas uniformément la section de base du cône. L'aire de passage du flux croît dans le flasque quand on s'éloigne de l'axe : une épaisseur constante convient donc, l'apport latéral du flux étant négligeable dans cette région.

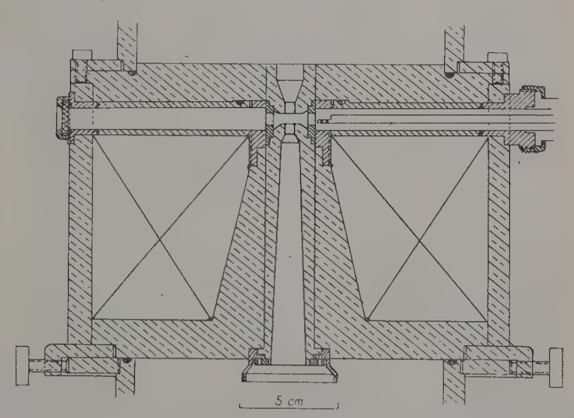


Fig. 7. — Coupe d'une lentille électronique magnétique pour une tension d'accélération de 250 kV.

c) *L'enveloppe extérieure* devrait avoir même épaisseur que le flasque pour éviter toute discontinuité de l'induction : cette condition exigerait une enveloppe très épaisse. Il suffit que l'enveloppe ne soit pas saturée et pour cela que sa section méridienne ait une aire un peu supérieure à celle de la section de base du noyau polaire.

Si ces précautions sont prises, le champ dans le trou est inappréciable à la mesure et la zone cen-

trale définie plus haut rassemble environ 95 % des ampères-tours de la bobine, quelle que soit l'excitation.

Pour montrer l'application de ces règles, la figure 7 donne la coupe d'une lentille prévue pour un microscope électronique à 250 kV.

4. **Formes et dimensions des pièces polaires au voisinage de l'entrefer.** — Désormais, le seul problème est de connaître les relations entre la forme des pièces polaires et la topographie du champ dans la zone de l'entrefer.

I. Varations de la topographie dans la zone centrale en fonction de l'excitation [4]. — Il est entendu que la lentille sur laquelle nous effectuons maintenant des mesures a un circuit magnétique qui rassemble dans la zone centrale de l'entrefer la quasi-totalité des ampères-tours d'excitation.

Voici les résultats des mesures :

1° Pour les excitations inférieures, pour le fer doux, à 1 000 S (S en millimètres ; 1 000 S en ampères-tours).

a) La topographie ne dépend que du rapport S/D : elle est indépendante, à la précision des mesures, de la forme et des dimensions des faces en regard (*fig.* 8).

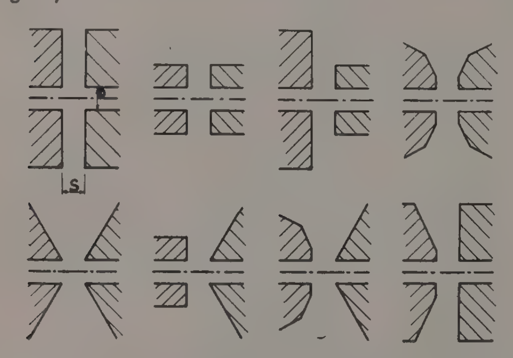


Fig. 8. — Ces associations de pièces polaires, percées d'un même trou de diamètre D et séparées par un même entrefer S donnent même topographie pour une excitation inférieure à 1 000 S.

b) A quelques pour cent près, cette topographie est celle donnée, par exemple, par les calculs de Liebmann [1], pour une perméabilité infinie et pour des pièces polaires à faces planes illimitées.

c) L'intensité maximum du champ B_M est proportionnelle à NI, en réduisant toutefois les phénomènes dus à l'hystérésis, phénomènes qui seront décrits dans un exposé plus complet. L'intensité B_M est donnée par les calculs de Liebmann [1].

La largeur a et le maximum B_M sont liés par la relation :

$$B_M \times a = m \times NI$$

(m : constante qui dépend du rapport S/D ; NI : nombre d'ampères-tours d'excitation).

Pour les valeurs usuelles de S/D comprises entre 0,5 et 1,5, m est à peu près invariable et vaut 1,15.

Par suite, si le nombre des ampères-tours qu'on doit utiliser est inférieur à 1 000 S, le choix des faces polaires dépend uniquement de la commodité de réalisation et d'utilisation. On est assuré que les topographies calculées sont valables.

La valeur de cette limite, 1 000 ampères-tours au millimètre, est caractéristique des propriétés magnétiques du fer doux. Pour cette densité de concentration de l'excitation dans la zone centrale avec des pièces polaires planes illimitées, l'induction serait de 12 500 gauss dans le fer, sur les faces polaires, loin du trou. C'est sensiblement cette valeur de l'induction qui marque un changement dans les qualités magnétiques du fer : au-dessous de cette valeur, la perméabilité du fer est grande, supérieure à 1 000 ; au-dessus, la perméabilité décroît rapidement quand l'induction croît.

Pour le ferro-cobalt, la même limite est voisine de 1 100 S.

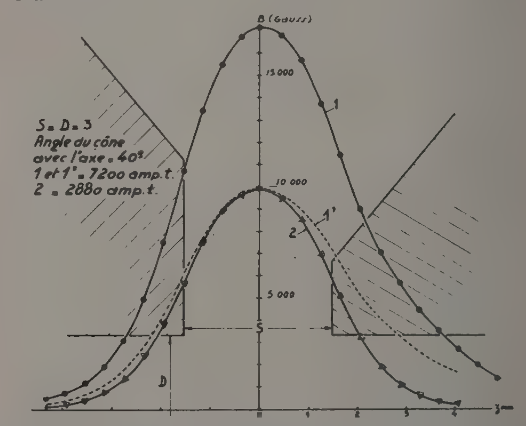


Fig. 9. — Lorsque l'excitation dépasse 1 000 S, la topographie s'élargit et une dissymétrie des pièces polaires entraîne une dissymétrie de la topographie. La courbe ponctuée 1', est obtenue en ramenant, par un changement d'échelle, son maximum à celui de la courbe 2 : la comparaison des courbes 1' et 2 fait apparaître, pour $NI > 1\,000\ S$, l'élargissement de la topographie et sa dissymétrie.

2° Quand NI dépasse la valeur que nous venons de préciser, la topographie s'élargit :

a) En première approximation, à la précision des mesures, pour des pièces polaires symétriques, la forme de la topographie varie comme si S et D croissaient, leur rapport restant sensiblement le même.

[4] Liebmann a cherché à déterminer par le calcul les effets de la saturation des pièces polaires dans les lentilles électroniques magnétiques [5]. On pourra comparer les résultats donnés par le calcul et ceux donnés par l'expérience.

Toute dissymétrie des faces polaires entraîne une dissymétrie de la topographie (*fig.* 9).

b) La largeur *a* de la topographie croît linéairement en fonction du nombre des ampères-tours.

c) Le maximum B_M croît avec l'excitation en restant lié à la largeur *a* par la relation $B_M \times a = m \times NI$, *m* ayant la même valeur que si l'excitation *NI* est inférieure à 1 000 *S*.

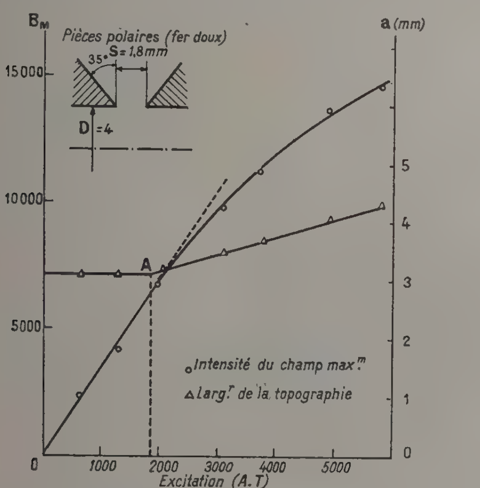


Fig. 10. — Variation du champ maximum B_M et de la largeur de topographie *a* pour des pièces polaires de fer doux.

L'élargissement de la topographie à lieu pour les excitations *NI* supérieures à 1 000 *S* (dans ce cas 1 800 ampères-tours). L'arc de raccord des deux droites en A est très court.

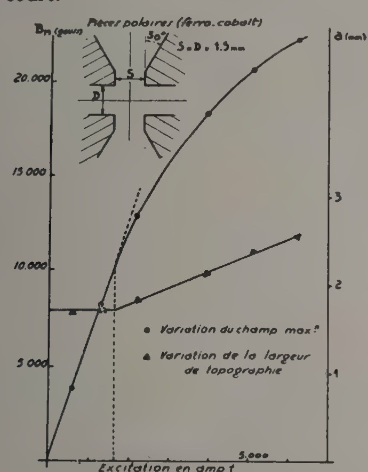


Fig. 11. — Variation du champ maximum B_M et de la largeur de topographie pour des pièces polaires de ferro-cobalt.

L'élargissement de la topographie a lieu pour les excitations *NI* supérieures à 1 100 *S* (dans ce cas : 1 650 ampères-tours).

Les figures 10 et 11 rassemblent ces résultats dans deux cas particuliers.

II. *Topographie de moindre étalement aux fortes excitations.* — Nous avons dit qu'à faible excitation, la largeur *a* de la topographie est indépendante de la forme des pièces polaires mais qu'il n'en est plus de même à forte excitation. Il est important de déterminer l'angle α des faces polaires (*fig.* 12) qui permet, alors, la meilleure concentration des ampères-tours, c'est-à-dire l'angle α auquel correspond la pente minimum de la droite donnant la variation de la largeur *a*.

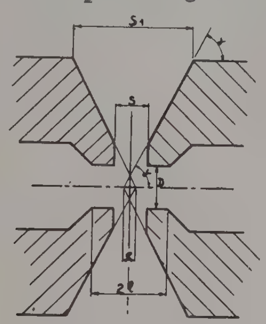


Fig. 12. — Faces polaires.

1° Tout le monde connaît le calcul classique qui donne l'angle de Stéfan ou d'Ewing [7] : si l'on admet une aimantation uniforme et parallèle à l'axe de révolution des pièces polaires, le magnétisme libre uniforme apparaît uniquement sur les faces et le champ est maximum pour un angle de 55°.

Mais, en réalité, l'aimantation n'est ni uniforme ni parallèle à l'axe. Le magnétisme libre apparaît non seulement sur les faces en regard, où il varie d'un point à l'autre, mais également sur les parois intérieures, extérieures, et dans la masse des pièces polaires. Dans le cas de la perméabilité infinie, le calcul est encore abordable mais l'expérience montre alors, par la permanence de la forme de la topographie, quelles que soient les pièces polaires, que le calcul de Liebmann est suffisant.

Quand la topographie s'élargit, c'est que la saturation commence à envahir la face polaire, et on voit mal quelles hypothèses proches de la réalité permettraient un calcul simple. La mesure donne commodément et sûrement le résultat.

L'expérience montre qu'on aboutit à la meilleure concentration de l'excitation pour des valeurs de l'angle α variant entre 55° et 65°. On dispose de cette latitude pour tenir compte de nécessités mécaniques.

De plus (*fig.* 12), on gagne un peu, pour la bonne concentration, en faisant mordre l'un sur l'autre les deux cônes d'une longueur proche de *D*/4 : cela détermine le diamètre à partir duquel commence le cône.

Pour le fer doux courant, l'élargissement dans ce cas est de 12 à 15 °/₀ de a_0 quand *NI* passe de

1 000 S à 2 000 S (S en mm ; NI en ampères-tours). En pratique, pour des angles compris entre 55 et 65°, on peut exprimer la largeur a par la relation :

$$\frac{a - a_0}{a_0} = 0{,}15 \quad \frac{NI - 1\,000\, S}{1\,000\, S}$$

(S en millimètres ; NI en ampères-tours).

2° La longueur du cône des faces polaires doit être suffisante pour éviter que la saturation atteigne le noyau polaire. Cette condition conduit à donner à l'intervalle S_1 (*fig.* 12) une valeur supérieure à $\frac{(NI)_M}{500}$ [$(NI)_M$: excitation maximum fournie par la bobine en ampères-tours ; S_1 en millimètres]. Si $(NI)_M = 13{,}5\sqrt{V^\times}$, il faut $S_1 \geqslant 0{,}027\sqrt{V^\times}$ (S_1 en millimètres, $V^\times$ en volts).

Cette inégalité fixe le diamètre des faces polaires quand on se donne leur angle α et l'entrefer S.

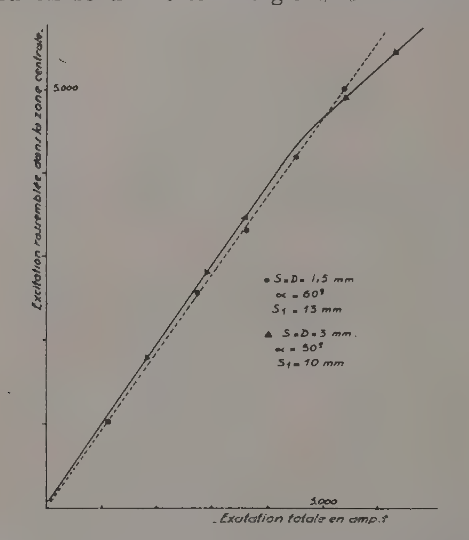


Fig. 13. — Influence de l'intervalle S_1 sur le rassemblement des ampères-tours dans la zone centrale aux fortes excitations. Les pièces polaires à large entrefer (S = 3 mm, S_1 = 10 mm) rassemblent, aux faibles excitations, une plus grande fraction des ampères-tours que les pièces polaires à faible entrefer (S = 1,5 mm, S_1 = 13 mm). Mais quand la saturation atteint le bord extérieur des pièces polaires à plus faible intervalle extérieur S_1 (vers NI = 500 S_1) ce sont les pièces polaires à plus large intervalle extérieur S_1 qui rassemblent le mieux l'excitation dans la zone centrale.

La figure 13 montre l'importance du choix de la valeur S_1.

III. Influence de l'élargissement du canal axial sur la largeur de la topographie. — Le canal percé dans les pièces polaires est cylindrique et de diamètre D au voisinage de l'entrefer. On est amené à l'élargir à quelque distance de la face polaire pour permettre l'introduction du porte-objet dans un objectif, ou, dans un projecteur, pour laisser sortir le faisceau divergent qui donne l'image finale.

Quelle influence cet élargissement a-t-il sur la topographie ?

Pour des valeurs assez grandes de l (*fig.* 12) la largeur a de la topographie ne varie pas, à la sensibilité des mesures. Lorsque l devient inférieur à une valeur proche $1/2\sqrt{S^2 + D^2}$ la largeur de la topographie augmente.

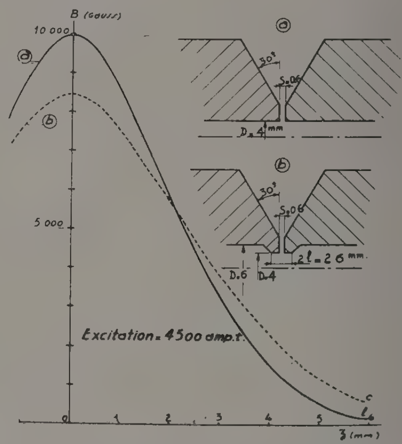


Fig. 14. — Influence de l'élargissement du canal sur l'étalement de la topographie.

La figure 14 donne un exemple de l'augmentation de l'étalement de la topographie due à l'élargissement du canal axial.

La distance entre le milieu de l'entrefer et le commencement de l'élargissement du canal sera donc supérieure à $1/2\sqrt{S^2 + D^2}$. On tiendra compte, dans le cas des fortes excitations, de l'accroissement apparent de S et D dans le même rapport que l'accroissement de a précisé plus haut.

5. **Récapitulation des règles de construction des lentilles magnétiques.** — Récapitulons les règles de construction d'une lentille électronique pour aboutir à la longueur focale la plus courte.

1° *La bobine excitatrice* peut fournir l'excitation :

$$(NI)_M = 13{,}5\sqrt{V^\times}.$$

2° *Le circuit magnétique* ne doit être saturé en aucune section.

Il faut pour cela :

a) des noyaux de pièces polaires tronconiques (angle de 10° à 15°) ;

b) des flasques d'épaisseur e proche de $r/2$, r, rayon de base des noyaux des pièces polaires ;

c) une enveloppe extérieure de section un peu supérieure à l'aire de base des noyaux des pièces polaires.

3° Pour aboutir à une topographie de moindre étalement, *la forme et les dimensions des pièces*

polaires, au voisinage de l'entrefer, doivent satisfaire aux conditions suivantes (*fig.* 12) :

a) l'angle α des faces polaires est compris entre 55 et 65° ;

b) les cônes des faces polaires mordent l'un sur l'autre d'une longueur proche de $D/4$;

c) les cônes des faces polaires sont assez longs afin que :

$$S_1 > \frac{(NI)_M}{500};$$

d) l'élargissement du canal à l'intérieur des pièces polaires commence à une distance du milieu de l'entrefer supérieure à $1/2\sqrt{S^2 + D^2}$ en tenant compte de l'accroissement apparent de S et D aux fortes excitations.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique électronique de Toulouse où les lentilles électroniques magnétiques ont été l'objet d'une étude d'ensemble. Cet article pose le problème magnétique de la construction des lentilles et présente les résultats obtenus à partir de l'analyse des phénomènes déduits de la mesure du champ sur l'axe d'une lentille au moyen du système pendulaire électro-dynamique construit à cet effet.

Je suis reconnaissant à M. le Directeur G. Dupouy de m'avoir accueilli dans son laboratoire et encouragé au cours de ce travail. Je remercie M. Ch. Fert des nombreuses discussions que j'ai eues avec lui au cours du développement de cette étude et de la rédaction de cet article.

Manuscrit reçu le 12 juillet 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Liebmann (G.) et Grad (E. M.), *Proc. Phys. Soc.*, B. 1951, vol. LXIV, 956. Consulter également les références données par ces auteurs.
[2] Ments (M.) et Le Poole (J. B.), *Appl. Research*, 1947, vol. B.
[3] Durandeau (P.), *C. R. Acad. Sc.*, **236**, 366-368.
[4] Mulvey (T.), *Proc. Phys. Soc.* B, 1953, vol. LXVI, 441.
[5] Liebmann (G.), *Proc. Phys. Soc.*, B, 1953, vol., LXVI, 448.
[6] Dosse (J.), *Z. Physik*, 1941, S. **117**, B. 7 et 8, 437.
[7] Ewing (G.), Magnetic induction in iron and other metals, Londres, 1900.

NOUVELLES MESURES DE LA RIGIDITÉ DIÉLECTRIQUE DE L'HYDROGÈNE ET DE L'AZOTE COMPRIMÉS

Par ANDRÉ BOULLOUD,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Sommaire. — Mesures, en tension continue, de la rigidité diélectrique de l'azote et de l'hydrogène comprimés entre plateaux parallèles et en champ non uniforme pour des gaz de pureté commerciale, d'une part, et purifiés, d'autre part.

Les résultats obtenus confirment les données antérieures. Ils ne permettent pas d'expliquer le comportement des génératrices électrostatiques utilisant ces gaz comme milieu de fonctionnement.

1. **Introduction.** — D'après les recherches récentes sur les génératrices électrostatiques à transporteur isolant, le même appareil peut fournir une tension maximum plus élevée si on le fait fonctionner dans une atmosphère comprimée d'hydrogène purifié que si on utilise une atmosphère d'azote, également purifié, sous la même pression [1]. Un tel phénomène est en contradiction avec les données déjà publiées sur la rigidité diélectrique de ces deux gaz [2], [3]. Ces données, d'ailleurs peu nombreuses pour de grands écartements des électrodes [4] à [8], se rapportent, il est vrai, à des gaz de pureté commerciale et elles ont souvent été obtenues en tension alternative.

Nous avons été ainsi conduits à procéder à des mesures comparatives de la rigidité diélectrique de l'hydrogène et de l'azote comprimés, en tension continue, en portant notre attention sur l'influence éventuelle de la pureté du gaz.

2. **Appareillage.** — *a*) HAUTE TENSION. — La haute tension était produite par une génératrice électrostatique à transporteur isolant pouvant fournir les deux polarités. Des montages redresseurs-multiplicateurs de tension étaient utilisés pour obtenir les tensions négatives inférieures à 45 kV et les tensions positives inférieures à 30 kV, ainsi que pour exciter la génératrice électrostatique. Ces redresseurs étaient alimentés à partir du réseau de distribution à travers un stabilisateur de tension.

La haute tension était mesurée à l'aide d'un diviseur de tension à résistances et d'un jeu de voltmètres électrostatiques de divers calibres, préalablement étalonnés. La précision ainsi obtenue dépassait $\pm$ 1 pour 100 pour des mesures relatives, mais la valeur absolue de la haute tension n'était pas déterminée à mieux de $\pm$ 3 pour 100 près, l'étalonnage du diviseur ayant été effectué par référence à l'éclateur à sphères.

Une résistance de protection de 25 mégohms était insérée entre la source de haute tension, d'une part, l'enceinte d'essais et le diviseur de tension, d'autre part.

b) MESURE DES COURANTS. — L'intensité des courants compris entre 10^{-10} et 10^{-5} A était évaluée par une méthode électrométrique et celle des courants supérieurs à quelques microampères était lue sur un microampèremètre de type industriel. Dans le cas de l'emploi de la génératrice électrostatique, les fluctuations de la haute tension rendaient difficile la mesure des courants les plus faibles.

c) IONISATION ARTIFICIELLE. — Nous avons utilisé, comme source d'ionisation artificielle, le rayonnement γ d'une source de radiocobalt ^{60}Co placée à l'extérieur de l'enceinte d'essais.

d) ÉLECTRODES. — Les plateaux utilisés étaient en acier ordinaire, en acier inoxydable à 18 pour 100 de chrome et 10 pour 100 de nickel et en aluminium. Leur surface utile était de 10 cm² environ. Leur bord était convenablement arrondi. En outre, de nombreux repolissages leur avaient donné un profil légèrement convexe, éliminant ainsi le passage d'étincelles à la périphérie des électrodes.

Pour les mesures en champ non uniforme, nous avons employé une tige cylindrique en acier ordinaire, de 4,5 cm de longueur utile et de 6 mm de diamètre. Son extrémité était à peu près hémisphérique. Elle était montée en face d'un plateau d'acier inoxydable disposé perpendiculairement à son axe de révolution. Pour l'écartement de 2 cm, nous utilisions un plateau chromé, de 8 cm de diamètre, à bord arrondi.

L'enceinte d'essais était cylindrique ; elle avait un diamètre intérieur de 16 cm. Elle était maintenue au potentiel du sol.

3. **Mode opératoire.** — *a*) MONTAGE DES ÉLECTRODES. — Les électrodes étaient soumises à un polissage mécanique soigné, puis dégraissées à l'acétone, rincées à l'eau distillée et séchées. On les montait ensuite sur un châssis isolant muni d'une vis pour le réglage de leur écartement et de vis calantes pour celui du parallélisme. La distance d des plateaux était contrôlée en introduisant entre eux des cales. L'erreur relative sur d ne dépassait

pas ± 2 pour 100 pour $d = 1$ mm et ± 1 pour 100 pour $d = 5$ mm. Dans le cas des expériences avec la tige, on se fiait à la vis pour l'obtention et la mesure de l'écartement des électrodes.

b) Remplissage de l'enceinte. — L'hydrogène et l'azote « impurs » étaient prélevés directement dans les bouteilles fournies couramment par l'industrie. L'hydrogène « pur » était purifié par liquéfaction par les soins du département Basses Températures du Laboratoire, puis comprimé et stocké dans des bouteilles spécialement réservées à cet usage. L'azote « pur » nous était fourni par la Société l'Air Liquide. Il titrait, d'après le fabricant, environ 5×10^{-5} d'impuretés. Des dosages d'oxygène par le pyrogallol ont donné une teneur en oxygène de 1,5 pour 100 pour l'azote impur et de 0,15 pour 100 (quantité voisine de la limite de sensibilité de l'appareil) pour l'hydrogène impur. La teneur en oxygène de l'azote « pur » n'était pas mesurable par ce procédé.

Avant chaque remplissage, l'enceinte d'essais était vidée au moyen d'une pompe à palettes, puis rincée avec le gaz de remplissage et vidée à nouveau. Pendant ce deuxième pompage, on faisait passer une décharge luminescente entre les électrodes. Le pompage, avec utilisation d'un piège à azote liquide, était ensuite prolongé pendant une heure, une fois réalisée l'extinction complète d'un voyant à décharges placé sur la canalisation de vide. La canalisation reliant la bouteille à l'enceinte était balayée avec le gaz de la bouteille, puis maintenue sous pression pendant toute la durée du pompage. Dans ces conditions, on estimait que la pression partielle des impuretés dues au remplissage était certainement inférieure à 0,1 mm de Hg. Le gaz était en outre desséché au moyen d'anhydride phosphorique placé dans l'enceinte.

c) Mesures. — Toutes les séries de mesures ont été effectuées par pressions décroissantes. Les vidanges partielles de l'enceinte entraînant une variation de la température du gaz, on attendait chaque fois que la pression fut stabilisée. Les mesures ont été effectuées à la température ambiante, voisine de 20° C.

Nous avons choisi, comme critère d'amorçage, le passage d'une étincelle au moins en 2 minutes, la haute tension variant par degrés de 1 pour 100 environ. Sous chaque pression, la détermination du potentiel disruptif résultait de plusieurs mesures (3 en général), aussi bien avec que sans ionisation artificielle, et, éventuellement, pour les deux polarités de la haute tension. Aux fortes tensions, les mesures étaient rendues délicates par l'instabilité de la génératrice électrostatique et par les nombreux amorçages survenant à l'intérieur de celle-ci.

4. Résultats expérimentaux. — *a*) Champ uniforme. — Nous avons mesuré le potentiel disruptif entre plateaux d'acier inoxydable écartés de 5 mm (*fig.* 1 *et* 2) et entre plateaux d'acier

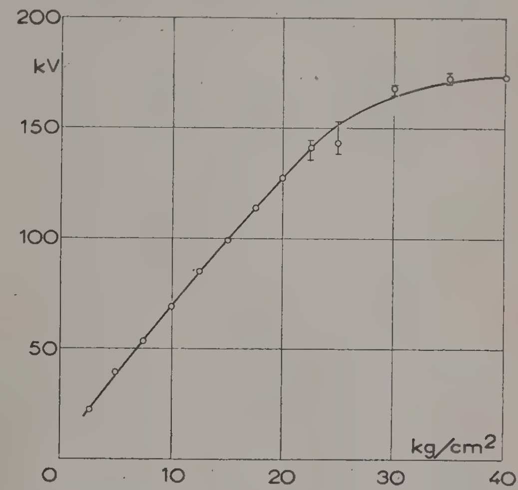


Fig. 1. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre plateaux d'acier inoxydable écartés de 5 mm dans l'hydrogène purifié ([1]).

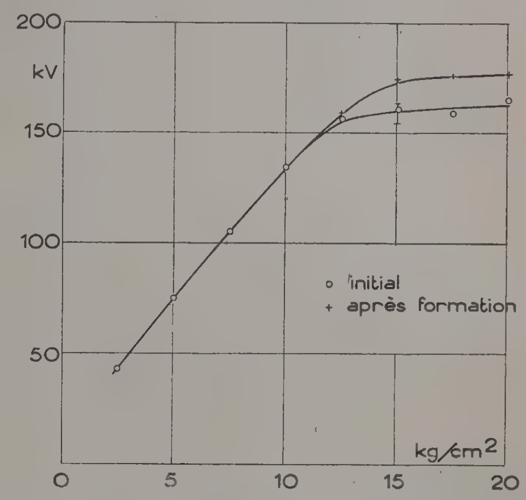


Fig. 2. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre plateaux d'acier inoxydable écartés de 5 mm dans l'azote purifié.

inoxydable, d'acier ordinaire et d'aluminium écartés de 1 mm (*fig.* 3 *et* 4). Dans tous les cas, l'un des plateaux était au potentiel du sol. Il était procédé, sans ouvrir l'enceinte, à plusieurs séries de mesures avec chaque paire d'électrodes, dans le même gaz alternativement « pur » et impur.

Dans l'azote et dans l'hydrogène, l'accroissement du potentiel disruptif avec la pression est d'abord régulier (domaine de Paschen). A partir d'une certaine pression, il devient de plus en plus lent. Ce

([1]) Toutes les pressions sont comptées à partir du vide.

phénomène de saturation est général pour tous les gaz. L'irradiation par le radiocobalt n'a pas d'effet détectable, sauf parfois un abaissement très faible du potentiel disruptif sous la pression de 2,5 kg/cm². Dans le domaine de Paschen, et avec le critère utilisé, les valeurs numériques du potentiel disruptif sont bien reproductibles, dans la limite de la précision des mesures. Sauf pour les plateaux d'aluminium dans l'azote, elles sont indépendantes de la pureté du gaz et de la nature du métal des électrodes. Nos résultats pour les écartements de 1 et de 5 mm ne vérifient la loi de Paschen qu'à 6 pour 100 près environ, tant dans l'azote que dans l'hydrogène, et cet écart ne paraît pas pouvoir s'expliquer entièrement par les erreurs de mesure. L'écartement le plus grand correspond à la valeur la plus élevée du potentiel disruptif, pour une même valeur du produit de la pression par la distance des électrodes. Dans le domaine de saturation, au contraire, le potentiel disruptif est moins bien défini. Il se relève d'abord, au fur et à mesure du passage successif d'étincelles (effet de formation) et il tend vers une valeur limite, fonction de la tension maximum appliquée aux électrodes, comme le montre l'accroissement de la rigidité diélectrique de l'hydrogène obtenu en formant d'abord les électrodes dans l'azote (*fig.* 3). Toutefois, après un renouvellement du gaz, les premières étincelles passent pour des tensions appliquées plus faibles que celles atteintes au cours de l'expérience antérieure. Sous une même pression et pour une même série de mesures, les résultats obtenus présentent en outre une dispersion, faible dans l'hydrogène, plus importante dans l'azote, surtout impur, notamment avec les électrodes d'acier ordinaire et surtout d'aluminium. Dans ce dernier cas, l'écart entre les valeurs extrêmes peut dépasser 10 pour 100. Cette dispersion se manifeste principalement par une tendance au réallumage pour une tension sensiblement plus faible que celle correspondant à l'amorçage de l'étincelle initiale, même après un délai de l'ordre de la minute. Pour restaurer une valeur élevée du potentiel disruptif, il faut ne rétablir que très progressivement la tension appliquée. Le retard disruptif est alors important et l'utilisation de radiocobalt demeure sans effet.

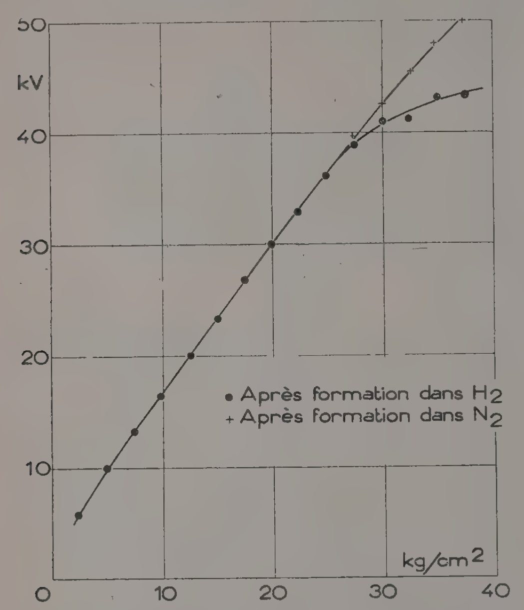


Fig. 3. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre plateaux d'aluminium écartés de 1 mm dans l'hydrogène purifié.

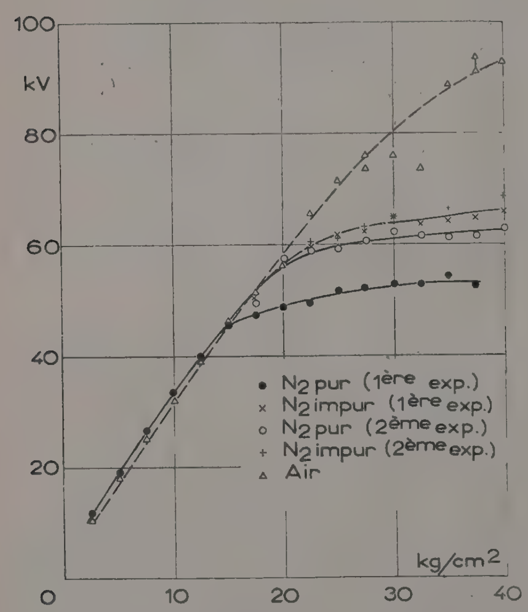


Fig. 4. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre plateaux d'acier inoxydable écartés de 1 mm dans l'azote et dans l'air.

(Les mesures ont été effectuées avec la même paire d'électrodes dans l'azote alternativement purifié et impur.)

Compte tenu de l'incertitude due au phénomène de formation, il n'a pas été possible de mettre en évidence une influence de la pureté du gaz sur la rigidité diélectrique de l'hydrogène. Par contre, l'expérience montre de manière indiscutable que le potentiel disruptif, sous les fortes pressions, est plus grand dans l'azote impur que dans l'azote « pur », au moins dans le cas des électrodes d'acier ordinaire et d'acier inoxydable (*fig.* 4). Avec les électrodes d'aluminium, cet effet est masqué, si il existe, par la dispersion des résultats des mesures.

Dans le domaine de saturation, la rigidité diélectrique de l'azote, aussi bien « pur » qu'impur, dépend de la nature du métal des électrodes. Dans l'azote « pur », elle est voisine de 53 kV/mm entre

des plateaux d'aluminium écartés de 1 mm et elle dépasse 60 kV/mm entre des plateaux d'acier inoxydable, tandis que des plateaux d'acier ordinaire conduisent à des valeurs intermédiaires. Les métaux utilisés se classent dans un ordre identique dans l'azote impur. Il semble qu'il en soit de même dans l'hydrogène, bien que nos expériences n'y couvrent que le début du domaine de saturation et qu'elles ne permettent pas de tirer des conclusions certaines.

Les courants prédisruptifs sont toujours très faibles dans l'hydrogène (de l'ordre de 10^{-10} A au plus), même avec des électrodes d'aluminium formées dans l'azote impur. Dans l'azote, ils sont négligeables sous les fortes pressions, une fois la formation achevée, et ils restent de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-9} A au plus, dans le domaine de Paschen, avec des électrodes d'acier ordinaire et d'acier inoxydable. Dans le cas des plateaux d'aluminium, ils sont de l'ordre de 10^{-9} A au plus sous les fortes pressions ; dans le domaine de Paschen, ils atteignent des valeurs élevées (jusqu'à plus de 10^{-7} A) dans l'azote impur, alors qu'ils restent de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-9} A dans l'azote « pur ». Cette différence d'ordre de grandeur se retrouve systématiquement quand on répète les expériences et elle correspond à un abaissement du potentiel disruptif de 2 à 3 pour 100 dans l'azote impur.

En accord avec les données déjà publiées, nous avons trouvé que la rigidité diélectrique de l'azote, en champ uniforme, est un peu plus grande que celle de l'air dans le domaine de Paschen (*fig.* 4) et qu'elle y est presque le double de celle de l'hydrogène, sous la même pression et pour le même écartement des électrodes. Comme pour tous les gaz, la rigidité diélectrique de l'azote et de l'hydrogène, sous une pression donnée, décroît quand l'écartement des électrodes augmente.

La pression sous laquelle le phénomène de saturation commence à se manifester croît avec le degré de formation des électrodes (*fig.* 2 *et fig.* 4). La rigidité diélectrique correspondante dépend à la fois de la nature du gaz, de l'écartement et du métal des électrodes (tableau I). Elle est plus

TABLEAU I

Pression p et rigidité diélectrique E correspondant à l'apparition du phénomène de saturation du potentiel disruptif entre plateaux d'acier inoxydable (d : distance des électrodes).

Gaz	*d* (mm)	*p* (kg/cm²)	*E* (kV/mm)
H_2.....	1	27,5	40
H_2.....	5	22,5-25	29-32
N_2.....	1	17,5	52
N_2.....	5	15	35

petite dans l'hydrogène que dans l'azote et pour un grand écartement des plateaux que pour un écartement plus faible. Il en est de même de la rigidité diélectrique à l'intérieur du domaine de saturation. La comparaison des potentiels disruptifs dans l'azote et dans l'air montre que, sous forte pression, ce dernier gaz peut supporter sans amorçage des tensions bien supérieures à celles observées dans l'azote. L'augmentation de la rigidité diélectrique avec la teneur en oxygène de l'azote est d'autant plus lente que le pourcentage d'oxygène est plus grand (tableau II), en accord

TABLEAU II

Rigidité diélectrique E *de l'azote et de l'air, sous une pression de 40 kg/cm², entre plateaux d'acier inoxydable écartés de 1 mm.*

Gaz	Teneur en O_2	*E* (kV/mm)
N_2 «pur».	—	63
N_2 impur.	1,5 %	66-68 (+ 6,5 %)
Air...	20 %	93 (+ 47,5 %)

avec les résultats de Zeier [9] relatifs à des mélanges d'azote et d'air.

b) CHAMP NON UNIFORME. — Lorsque la tige est négative, l'ionisation artificielle est sans effet sur le potentiel disruptif, sauf sous les pressions les plus faibles. Dans l'hydrogène, son influence ne se fait pas sentir au delà de 12,5 kg/cm² environ, pour un écartement des électrodes de 2 cm, et au delà de 5 kg/cm² pour des écartements plus petits. Dans l'azote, elle n'est détectable que sous une pression de 2,5 kg/cm² pour un écartement de 0,5 cm et sous une pression au plus égale à 5 kg/cm² pour les écartements plus grands. Dans le cas de la tige positive, au contraire, le retard disruptif atteint, en l'absence de radiocobalt, des valeurs élevées, tant dans l'azote que dans l'hydrogène, et les mesures de potentiel disruptif présentent une certaine dispersion. L'ionisation artificielle régularise les valeurs obtenues et elle les abaisse sensiblement (*fig.* 5), mais, même alors, elles restent un peu supérieures à celles observées pour l'autre polarité.

Une décharge permanente par effet de couronne se produit régulièrement sous les faibles pressions dans l'azote impur et dans l'hydrogène lorsque la tige est positive. Elle n'a jamais été observée dans l'azote « pur ». Sans ionisation artificielle, elle s'amorce à la faveur d'une étincelle. Si on utilise le radiocobalt, il faut franchir dans l'hydrogène un domaine de tensions où passent seulement des étincelles continuelles avant de parvenir à la stabiliser. Dans l'azote impur, et en présence de radiocobalt, elle s'amorce souvent d'emblée, à la faveur, semble-t-il, d'un canal prédisruptif. Le courant transporté par cette décharge croît avec la tension appliquée et il peut dépasser plusieurs centaines de microampères avant que l'étincelle survienne à nouveau. On observe dans l'enceinte une plage lumineuse s'étendant sur l'extrémité de la tige. La

pression maximum sous laquelle cette décharge peut exister croît avec la distance des électrodes. Elle ne dépasse guère 7,5 kg/cm² pour un écartement de 2 cm et elle paraît dépendre, dans une certaine mesure, des caractéristiques de la source de haute tension (génératrice électrostatique ou redresseur).

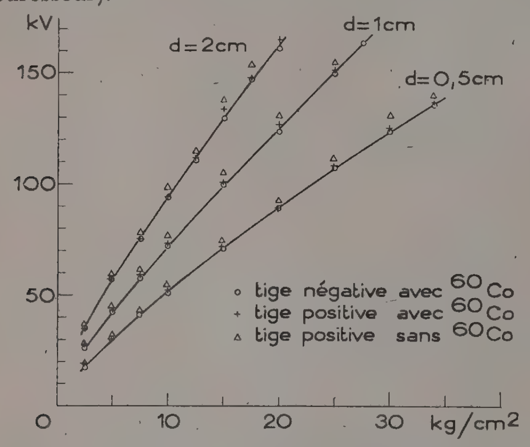


Fig. 5. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre une tige cylindrique à extrémité hémisphérique de 6 mm de diamètre et un plan dans l'hydrogène purifié. *d* : distance des électrodes.

Nous n'avons pas observé de décharge par effet de couronne lorsque la tige est négative. Pour cette polarité, et pour un écartement des électrodes de 2 cm, les décharges dans l'hydrogène sont incomplètes. Elles se présentent sous la forme de tirets blancs partant de l'extrémité de la tige. L'augmentation de la tension appliquée a pour seul effet d'accroître leur cadence de répétition. Pour le même écartement et pour la même polarité de la tige, les étincelles ont un aspect normal, blanc bleuté éblouissant, dans l'azote impur ; dans l'azote « pur », elles sont rougeâtres et, sous les pressions inférieures à 5 kg/cm², elles n'atteignent pas le plan. Un nuage bleuâtre, très faiblement lumineux, apparaît alors devant celui-ci au moment où elles surviennent.

Dans l'azote, sous les pressions supérieures ou égales à 10 kg/cm², et pour un écartement de 0,5 cm des électrodes, le potentiel disruptif lorsque la tige est négative est sensiblement plus petit que pour l'autre polarité avec utilisation de radiocobalt. Il présente en outre un phénomène de formation (*fig.* 6). Comme en champ uniforme, le potentiel disruptif dans l'azote est un peu inférieur au double de celui dans l'hydrogène, sous une même pression et pour un même écartement des électrodes. Tant dans l'azote que dans l'hydrogène, les tensions d'amorçage de l'étincelle ou de la décharge en couronne sont indépendantes de la pureté du gaz. Dans l'hydrogène, le potentiel disruptif dans le cas de la tige négative se trouve multiplié, quelle que soit la pression, par le facteur 1,41 quand on passe de 0,5 cm à 1 cm pour l'écartement des électrodes et par le facteur 1,84 quand on passe de 0,5 cm à 2 cm. Ces facteurs sont les mêmes dans l'azote, abstraction faite du phénomène de saturation apparaissant pour l'écartement de 0,5 cm.

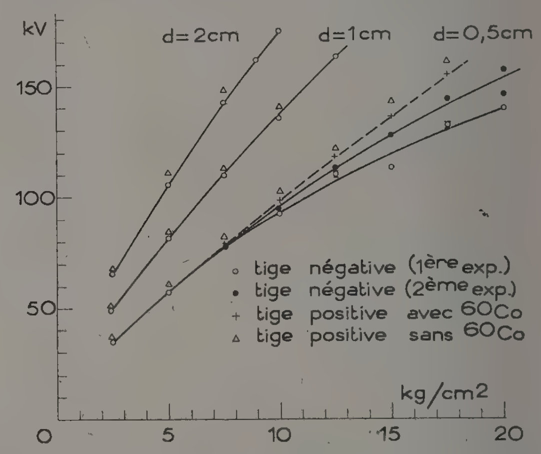


Fig. 6. — Variation en fonction de la pression du potentiel disruptif entre une tige cylindrique à extrémité hémisphérique de 6 mm de diamètre et un plan dans l'azote purifié : *d* : distance des électrodes.

Les résultats représentés sur les figures 5 et 6 ont été obtenus la tige se trouvant au potentiel du sol. Si la haute tension lui est appliquée, les valeurs numériques sont systématiquement plus petites. Pour un écartement des électrodes de 1 cm, elles sont divisées par le facteur 1,15, aussi bien dans l'azote que dans l'hydrogène.

5. **Discussion.** — Nos résultats expérimentaux sont en excellent accord avec la théorie d'après laquelle les phénomènes d'amorçage dans les gaz comprimés sont déterminés par une émission de la cathode sous l'effet du champ électrique régnant à sa surface [7], [10] et [11]. L'inefficacité de l'ionisation artificielle, sauf sous les pressions les plus faibles, dans le cas des mesures en champ uniforme, l'influence de la nature du métal des électrodes sur la rigidité diélectrique dans le domaine de saturation, les effets de polarité en champ non uniforme et l'amorce de saturation constatée dans l'azote sous des pressions au moins égales à 10 kg/cm², lorsque la tige est négative et distante de 0,5 mm du plan, sont autant d'arguments en sa faveur. Cependant, le rôle joué par l'ionisation dans le gaz reste important, même sous les fortes pressions, comme en témoignent l'influence de la distance des électrodes et celle de la nature du gaz sur le phénomène de saturation.

Dans le cas des plateaux d'aluminium, les essais dans l'azote et dans l'hydrogène montrent que l'émission de courants prédisruptifs intenses et

l'abaissement de la rigidité diélectrique qui en résulte sont liés à l'oxydation des électrodes, et aussi à l'amplification du courant initial par l'ionisation par chocs dans le gaz, puisque c'est dans le domaine de Paschen que les courants les plus intenses ont été mesurés.

On sait que l'azote pur ne s'ionise que faiblement sous l'effet du rayonnement émis par les décharges se produisant en son sein, alors que l'addition d'une petite quantité d'oxygène accroît notablement l'importance de la photoionisation du gaz. C'est probablement à ce phénomène qu'il faut attribuer les différences de comportement entre l'azote « pur » et l'azote impur en champ non uniforme.

L'écart entre les valeurs du potentiel disruptif, suivant que la tige est portée sous la haute tension ou au potentiel du sol, rappelle, si besoin en était, tes précautions qu'impose aux expérimentateurs l'influence des parois de l'enceinte sur la répartilion du champ électrique entre les électrodes.

6. **Conclusion.** — *a*) Conformément aux données publiées antérieurement, la rigidité diélectrique de l'azote dans le domaine de Paschen est presque égale au double de celle de l'hydrogène sous la même pression, toutes conditions égales d'ailleurs, et cela aussi bien en champ uniforme [5], [7] qu'en champ non uniforme [5]. Sous les fortes pressions, leur écart va en s'atténuant.

b) La pureté du gaz est sans effet sur la rigidité diélectrique de l'hydrogène. Sous forte pression, la rigidité diélectrique de l'azote impur est un peu plus grande que celle de l'azote purifié.

c) Le phénomène de saturation du potentiel disruptif commence à se manifester pour des champs électriques assez variables avec la nature du gaz, le métal et l'écartement des électrodes. Ces champs sont de l'ordre de 30 à 50 kV/mm pour des électrodes déjà formées.

d) Les résultats obtenus sont conformes à la théorie d'après laquelle l'amorçage de l'étincelle électrique dans les gaz comprimés est déterminé par une émission de la cathode contrôlée par le champ électrique à la surface de celle-ci.

e) D'après l'étude des génératrices électrostatiques à transporteur isolant, la tension maximum que peut fournir un tel appareil est limitée par des amorçages survenant entre les inducteurs. La différence de potentiel entre les inducteurs est égale à la somme des tensions d'excitation et de débit, et les chiffres cités par Gartner [1] montrent que les performances relatives d'un même appareil fonctionnant dans l'azote ou dans l'hydrogène sous la même pression sont incompatibles avec les résultats exposés ci-dessus. En réalité, les génératrices étudiées étaient construites de telle sorte que les étincelles éclatant entre les inducteurs devaient obligatoirement contourner et longer des surfaces isolantes et c'est probablement dans l'étude des décharges rampantes qu'il convient de chercher l'explication de ce paradoxe.

Manuscrit reçu le 25 juillet 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gartner (E.), *Rev. Gén. Électr.*, 1953, **62**, 71 et 136.
[2] Félici (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 979.
[3] Félici (N.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 75 S.
[4] Palm (A.), *Arch. Elektrotech.*, 1934, **28**, 296.
[5] Finkelmann (E.), *Arch. Elektrotech.*, 1937, **31**, 282.
[6] Gänger (B.), *Arch. Eelktrotech.*, 1940, **34**, 633.
[7] Félici (N.), et Mlle Marchal (Y.), *Rev. Gén. Électr.*, 1948, **57**, 155.
[8] Trump (J. G.), Cloud (R. W.), Mann (J. G.) et Hanson (E. P.), *Elect. Eng.*, 1950, **69**, 961.
[9] Zeier (O.), *Ann. Physik*, 1932, **14**, 415.
[10] Boulloud (A.), *Thèse*, Grenoble, 1953.
[11] Boyle (W. S.) et Kisliuk (P.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 255.

FORMULE UNIVERSELLE POUR LES COEFFICIENTS MASSIQUES D'IONISATION, ι/ρ, DES RAYONS X ET γ. ÉTUDES SUR LE SPECTRE CONTINU « TECHNIQUE » DES RAYONS X.-III

Par H. TELLEZ-PLASENCIA,
Chargé de Recherches au C. N. R. S.
Laboratoire central des Services chimiques de l'État.

Sommaire. — On propose une formule, facile à dériver, pour le coefficient ι/ρ définissant l'énergie des électrons libérés par l'absorption des rayons X et γ.

Le coefficient d'ionisation $\iota/\rho) = (\alpha\tau + \sigma_E)/\rho$, se compose : du coefficient d'absorption photoélectrique, τ/ρ, corrigé d'un facteur α exprimant la fraction d'énergie transformée en photoélectrons ($1-\alpha$, en photons de fluorescence) ; et du coefficient de formation d'électrons de recul, σ_E/ρ. La formule proposée pour μ/ρ [1] peut être utilisée encore pour ι/ρ, aux paramètres près, mais il faut la compléter, car les courbes présentent d'autres accidents au voisinage du saut K (fig. 1, Kr, Xe). Elles se composent de 4 parties (λ en ängstroms) :

Zone K. — Zone de diffusion prédominante :

$$\log\frac{\iota}{\rho} = a + b.\log\lambda + m.10^{n(-\log\lambda)^p} \quad (1)$$

Zone d'absorption :

$$\log\frac{\iota}{\rho} = a + b.\log\lambda \quad (2)$$

Zone de prédominance du facteur α :

$$\log\frac{\iota}{\rho} = a + b.\log\lambda - u.\varphi^{(\log\lambda - \log\lambda_K)} \quad (3)$$

Zone L :

$$\log\frac{\iota}{\rho} = p + q.\log\lambda - w\lambda \quad (4)$$

Les valeurs des paramètres en fonction de Z, nombre atomique, sont données par les formules suivantes (*fig.* 2) :

$$a = \frac{-41,21368 + 0,04242\,Z}{Z + 7,55325} + 3,13315 \quad (5)$$

$$b = 2,99150 - 0,0028495.Z^{1,19176}.1,07064^{Z} \quad (6)$$

$$\log m = 0,69450 + 0,03552.x^{1,85601} + 0,17354.10^{-6}.18,8543^{x} \quad (7)$$

$$(x = |\sqrt{Z} - 6,36630|)$$

$$-n = 1,04672 + 2,96622\,|\log Z - 0,68500|^{2,40704} \quad (8)$$

$$p = 1,67032 - [19,21662 - (4,05298 - 0,1\,Z)^2]^{0,5} \quad (9)$$

$$\log u = -0,19636 - 4,19454.Z^{-0,68666} \quad (10)$$

$$\log \varphi = 2,13330 + 0,02161\,Z \quad (11)$$

$$\log \lambda_K = 3,33321 - 2,18330.\log Z \quad (12)$$

$$w = 0,18216.10^{-15}.Z^{7,67943}. \quad (13)$$

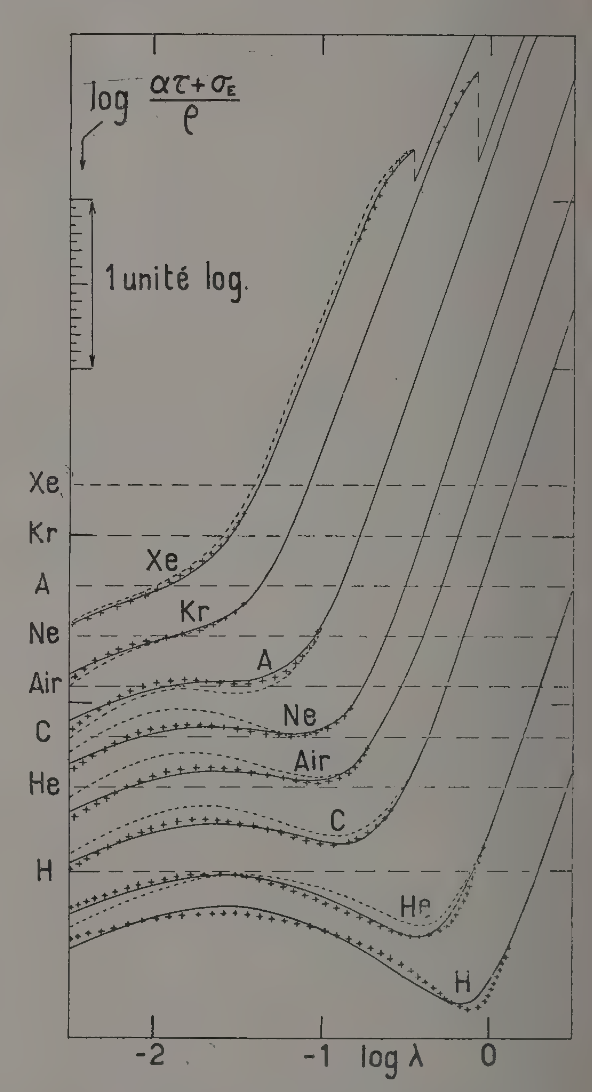


FIG. 1. — Valeurs de $\log\frac{\iota}{\rho}$ en fonction de $\log\lambda$ (Å).

En trait continu, courbes calculées d'après les formules de Victoreen et de Klein-Nishina ; lignes de croix, d'après les valeurs empiriques des paramètres, déduites des courbes précédentes ; lignes de points, d'après les paramètres déduits des formules (5) à (13).

Les ordonnées marquées du symbole d'un corps correspondant à la valeur $\log\frac{\iota}{\rho} = -1$ pour ce corps.

TABLEAU I

urs des paramètres des formules (1) *à* (4). *Romaines : Valeurs empiriques. Italiques : Valeurs calculées d'aprés les formules* (5) *à* (13).

Corps, Z	H (0,5)	He, 2	C, 6	Air, 7,683	Ne, 10	A, 18	Br, 35	Kr, 36	Ag, 47	Xe, 54
e K :										
a	— 1,89046	— 1,27899	0,08483	0,47788	0,80184	1,52268	2,22363	2,23390	2,40338	2,47618
	— 1,98186	*— 1,17207*	*0,11104*	*0,44957*	*0,80939*	*1,55018*	*2,19952*	*2,22193*	*2,41422*	*2,50080*
$\delta a/a$	0,04835	— 0,08360	0,30897	— 0,05924	0,00942	0,01806	— 0,01084	— 0,00539	0,00451	0,00994
b	2,99430	2,97460	2,97550	2,94985	2,94770	2,90136	2,74158	2,72636	2,58701	2,54172
	2,99025	*2,98490*	*2,96639*	*2,95739*	*2,94406*	*2,89055*	*2,74107*	*2,73075*	*2,60528*	*2,51349*
$\delta b/b$	— 0,00135	0,00344	0,00306	0,00256	— 0,00123	— 0,00373	— 0,00019	0,00161	0,00706	— 0,01111
log *m* ..	4,55480	1,72275	1,15432	1,06849	1,00073	0,83800	0,70584	0,71245	0,70395	0,75433
	4,44879	*1,74553*	*1,15934*	*1,08289*	*1,00497*	*0,83832*	*0,70258*	*0,70001*	*0,70393*	*0,72885*
m/log *m*	— 0,02327	0,01322	0,00435	0,01348	0,00424	0,00038	— 0,00492	— 0,01746	— 0,00003	— 0,03378
— *n* ...	4,00641	1,31349	1,05608	1,11610	1,23576	1,73212	3,22202	3,31096	4,09774	4,34368
	3,91418	*1,34293*	*1,05651*	*1,10743*	*1,23063*	*1,81423*	*3,10456*	*3,17578*	*3,92167*	*4,34436*
$\delta n/n$	0,02302	— 0,02241	— 0,00041	0,00777	0,00415	— 0,04740	0,03646	0,04083	0,04297	— 0,00016
— *p* ...	0,10060	0,43716	1,02816	1,22720	1,45514	2,09310	2,72423	2,70684	2,65411	2,48747
	0,11651	*0,42041*	*1,03034*	*1,23270*	*1,47546*	*2,09009*	*2,67834*	*2,68989*	*2,66534*	*2,50127*
$\delta p/p$	— 0,15815	0,03831	— 0,00212	— 0,00448	— 0,01396	0,00144	0,01685	0,00626	— 0,00423	— 0,00555
log λ_K ..						0,58691	— 0,03712	— 0,06363	— 0,31440	— 0,44640
						0,59257	*— 0,03796*	*— 0,06467*	*— 0,31748*	*— 0,45032*
λ_K/log λ_K						0,00964	— 0,02277	— 0,01639	— 0,00852	— 0,00879
— log *u*						0,77475	0,55791	0,55466	0,49952	0,46393
						0,77278	*0,56148*	*0,55758*	*0,49457*	*0,46745*
u/log *u*						0,00254	— 0,00640	— 0,00526	0,00991	— 0,00759
log *v* ...						2,52221	2,85406	2,95055	3,14828	3,29730
						2,52228	*2,88965*	*2,91126*	*3,14897*	*3,30024*
v/log *v* ...						0,00003	0,01247	— 0,04332	0,00022	0,00089
e L :										
k						*0,54376*	*1,39899*	*1,43462*	*1,77136*	*1,94666*
q						*2,84274*	*2,77763*	*2,77380*	*2,73167*	*2,70486*
w.10^3..							0,12856	0,15814	1,3782	3,6594
							0,13122	*0,16292*	*1,2624*	*3,6665*
$\delta w/w$							0,02069	0,03023	— 0,08402	0,00194

Il n'existe pas de mesures directes de ι/ρ. Il faudrait recueillir, dans un récepteur sphérique centré sur l'absorbant, les rayonnements direct, de fluorescence et diffusé, dont la valeur serait $1 - e^{-\iota X}$; tandis que l'on mesure μ/ρ en mesurant le rayonnement direct, à l'exclusion des rayons divergents, dont l'énergie est comptée comme absorbée, mais n'a pas d'effet ionisant.

Ainsi, nos données de départ sont calculées : Pour τ, d'après la formule de Victoreen [2] ; nous devons relever une expression ambiguë, sinon erronée, de cet auteur : « τ is assumed to be the sum of the photoelectric absorption coefficient and the true absorption coefficient associated with scattering ». Or, l'*absorption vraie par diffusion* ne peut exprimer, semble-t-il, que la fraction d'énergie des photons communiquée aux électrons de recul : nous la désignons par σ_E. Mais la formule de Victoreen — d'ailleurs excellente — ne peut pas contenir ce terme, parce que :

1) pour Z et λ petits, les courbes de τ d'après Victoreen tendent à décroître comme λ^3, et donnent des valeurs très inférieures à σ_E (de l'ordre de 10^{-5} contre $10^{-1,5}$). Si elles contenaient l'absorption vraie par diffusion, elles auraient l'allure caractéristique de notre figure 1 ;

2) pour obtenir μ (absorption globale) Victoreen ajoute à sa formule celle de Klein-Nishina pour la diffusion. Or, cette formule (14, ci-dessous) est celle du coefficient global qui comprend tout : photons modifiés et électrons de recul. Si la phrase discutée était exacte, ces derniers seraient comptés deux fois. Nous adoptons donc la formule de Victoreen comme expression pure et simple de τ.

Le facteur α cœficient de τ dans la formule de ι/ρ, a été étudié par nous à plusieurs reprises ; nous le calculons d'après notre propre formule [3, 4, 5].

Enfin, pour σ nous utilisons les formules de Klein-Nishina [6]
(ici, α a un autre sens : $\alpha = h/mc\lambda$).

Coefficient de diffusion globale, σ_c/ρ :

$$\frac{\sigma_e}{\rho} = \frac{ZN}{A}\frac{\pi e^4}{m^2c^4}2\left\{\frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\log_e(1+2\alpha)\right] + \frac{1}{2\alpha}\log_e(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\} \quad (14)$$

Coefficient de formation de photons modifiés, σ_s/ρ [7] :

$$\frac{\sigma_s}{\rho} = \frac{ZN}{A}\frac{\pi e^4}{m^2 c^4}\left\{\frac{1}{\alpha^3}\log_e(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2-2\alpha-1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8}{3}\frac{\alpha^2}{(1+2\alpha)^3}\right\} \quad (15)$$

et enfin

$$\frac{\sigma_E}{\rho} = \frac{\sigma_S}{\rho} - \frac{\sigma_C}{\rho}. \quad (16)$$

La figure 1 montre les courbes ainsi calculées, comparées avec celles de nos formules (1) à (4). Avec les paramètres « empiriques » déduits des premières, les écarts ne dépassent pas 0,05 unités log ; avec les paramètres « interpolés » d'après les formules (5) à (9) les écarts peuvent atteindre 0,15 unités log pour les corps légers. Mais ces écarts se situent dans la zone de log $(\iota/\rho) \sim -1{,}5$, et les écarts absolus sont petits.

Pour l'hydrogène, les formules (5) à (9) donnent des résultats erronés pour $Z = 1$, mais acceptables avec $Z = 0{,}5$; car $Z/A = 1$, pour H, a la valeur $\sim 0{,}5$ pour tous les autres corps. Il faudrait utiliser $Z = 1$ pour le deutérium, et $Z = 1{,}5$ pour le tritium.

Les dérivées des formules (1) à (4) sont :

formule (1) :

$$\frac{d(\iota/\rho)}{d\lambda} = \frac{\iota}{\rho}\frac{1}{\lambda}\left[b - np(-\log\lambda)^{p-1}.m.10^{n(-\log\lambda)^p}.\log_e 10\right] \quad (17)$$

formule (2) :

$$\frac{d(\iota/\rho)}{d\lambda} = \frac{\iota}{\rho}\frac{b}{\lambda} \quad (18)$$

formule (3) :

$$\frac{d(\iota/\rho)}{d\lambda} = \frac{\iota}{\rho}\frac{1}{\lambda}\left(b - u.\rho^{(\log\lambda - \log\lambda_K)}\frac{\log_{10}\rho}{\log_{10}e}\right) \quad (19)$$

formule (4) :

$$\frac{d(\iota/\lambda)}{d\lambda} = \frac{\iota}{\rho}\frac{1}{\lambda}(q - w\lambda\log_e 10). \quad (20)$$

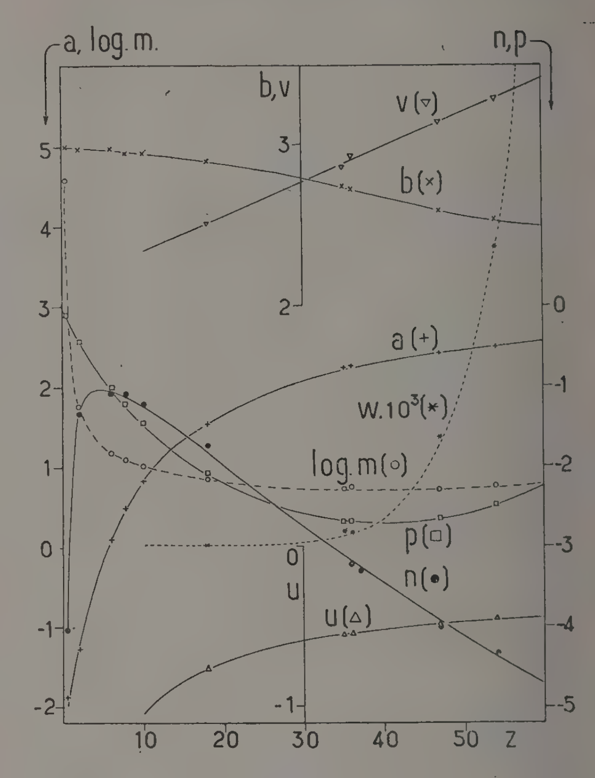


FIG. 2. — Valeurs empiriques (points) ou calculées (courbes) des paramètres des formules (1) à (4).

Manuscrit reçu le 30 avril 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TELLEZ-PLASENCIA (H.), *J. Physique Rad.*

[2] VICTOREEN (J. A.), *J. Appl. Phys.*, 1949, **20**, p. 1141.

[3] TELLEZ-PLASENCIA (H.), *J. Physique Rad.*, 1948, **9**, p. 230.

[4] TELLEZ-PLASENCIA (H.), *Sc. Ind. Phot.*, 1943, **24**, p. 1.

[5] TELLEZ-PLASENCIA (H.), *Ann. Physique*, 1953, **8**, p. 169.

[6] KLEIN (O.), NISHINA (Y.), *Z. Physik*, 1928, **52**, p. 867.

[7] RUTHERFORD (E.), CHADWICK (J.), ELLIS (Ch. H.), « Radiations from radioactive substances », Mc Millan, New-York, 1930.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 17, MARS 1956, PAGE 35 A.

MESURE ABSOLUE DES RADIOÉLÉMENTS ÉMETTEURS β PAR LA MÉTHODE DE L'ANGLE SOLIDE DÉFINI

Par B. GRINBERG et Y. LE GALLIC,
Section Mesures du Commissariat à l'Énergie Atomique,
Fort de Chatillon, Fontenay-aux-Roses.

Sommaire. — La méthode de l'angle solide défini a été modifiée de façon à éliminer la plupart des corrections qu'elle impose généralement. En outre, on a développé une méthode de détermination de la fraction transmise du rayonnement. Cette méthode a été utilisée, tant pour la mesure d'émetteurs β purs (^{32}P, ^{35}S), que pour les émetteurs β-γ (^{60}Co, ^{131}I et ^{24}Na). Les déterminations faites à l'aide de cette méthode et celles obtenues par d'autres (4π, coïncidences β-γ) sont toujours en bon accord et dans les limites de précision escomptées.

1. — Introduction. — La mesure absolue des émetteurs β par la méthode dite de « l'angle solide défini » a d'abord été étudiée et décrite en 1947 par Zumwalt [1]. Cette technique a depuis fait l'objet d'un certain nombre de travaux ayant pour objet, soit de la simplifier, soit d'en améliorer la précision [2,3].

Cette méthode ne nécessite qu'un matériel courant fort simple, que tout laboratoire utilisant des radioisotopes peut se procurer, et c'est ce qui en fait l'intérêt. Mais telle quelle a jusqu'ici été pra-

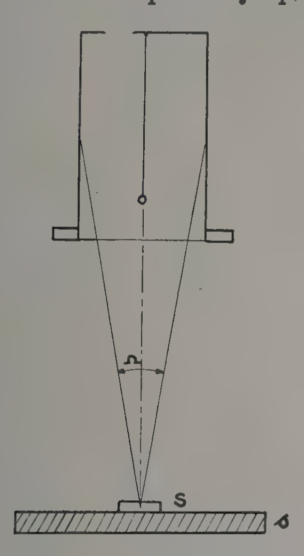


FIG. 1. — s : support de source
S : source émettrice.

tiquée, elle exige des corrections délicates et nombreuses, dont souffre sa précision. Aussi a-t-elle été progressivement abandonnée par les laboratoires spécialisés dans l'étalonnage des radioéléments tels que le National Bureau of Standards (U. S. A.), le National Physical Laboratory (G.-B.), le Royal Cancer Hospital (G.-B.),

Au cours du présent travail, nous nous sommes proposés de rechercher s'il était possible de modifier les conditions expérimentales, telles qu'elles étaient utilisées jusqu'ici par les différents auteurs, de façon à éliminer certaines corrections, à améliorer la précision sur les autres, à lever ainsi les principales objections qui sont opposées à cette méthode.

Rappelons brièvement son principe : la source radioactive à mesurer est placée face à la fenêtre d'un compteur-cloche Geiger-Müller, sur son axe (*fig.* 1).

L'activité vraie A_v, objet de la mesure et l'activité mesurée A_m, exprimées, la première en nombre de désintégrations par seconde et la seconde en nombre d'impulsions par seconde sont liées par la relation :

$$A_m = G . F_{rd} . F_d . F_r . F_t . A_v \qquad (1)$$

dans laquelle :

$G = \frac{\Omega}{4\pi}$, Ω étant l'angle solide « utile », sous lequel le compteur est vu de la source,

F_{rd} = facteur de rétrodiffusion (support et fond de l'enceinte),

F_d = facteur de diffusion par l'air, la source et la fenêtre,

F_r = facteur de réflexion par les parois,

F_t = facteur de transmission affectant les rayons émis dans Ω. Ce facteur correspond à l'absorption du rayonnement par l'ensemble air, fenêtre, gaz du compteur.

La détermination des différents facteurs de la formule (1) est délicate. Pour en réduire le nombre, Glendenin, Taylor et Tabern [4] ont utilisé un faisceau diaphragmé ; leur choix du diamètre du diaphragme repose, non sur une étude expérimentale, mais sur cette hypothèse, qu'il suffit pour qu'un rayon soit compté, qu'il rencontre la cathode à au moins 2 cm de la fenêtre.

Un des facteurs dont la détermination est la plus

délicate est celui qui correspond à l'absorption par le milieu : air-fenêtre-gaz du compteur que les rayons traversent avant de pénétrer dans la zone sensible. L'extrapolation des courbes d'absorption dans l'aluminium, telle qu'elle est généralement pratiquée est très discutable, surtout pour les rayonnements mous. Pour lever cette objection, Gleason, Taylor et Tabern [3] calculent le coefficient d'absorption μ aux épaisseurs voisines de zéro à partir d'une formule établie par les auteurs ($\mu_0 = 0{,}017\ E_{\text{max.}}^{-1,43}$) et en déduisent l'absorption.

2. — **Étude du dispositif expérimental.** — Le présent travail repose sur une remarque préliminaire.

Considérons des positions successives : P^1, P^2, P^3, etc... d'une même source supposée ponctuelle,

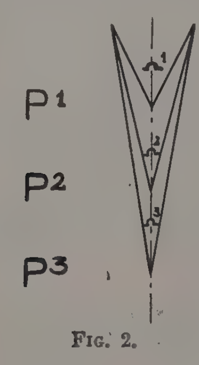


Fig. 2.

sur l'axe du compteur (*fig.* 2). Si, au cours de ces déplacements, le rapport $\dfrac{A_m}{G.F_t}$ ne varie pas, c'est que le produit des coefficients $F_{rd}.F_d.F_t$ reste constant ; cela n'est possible que dans les trois éventualités suivantes :

— ou bien les variations respectives de ces coefficients se compensent de façon à ce que leur produit reste constant, hypothèse hautement improbable,

— ou bien, chacun de ces coefficients, tout en étant différent de 1, ne varie pas au cours du déplacement.

Cette hypothèse est également à rejeter. En effet, les phénomènes de diffusion et de réflexion dépendant de la géométrie, une modification de celle-ci entraîne obligatoirement une variation de tout facteur différent de 1.

— Ou bien enfin, la contribution à A_m des phénomènes correspondant respectivement à chacun de ces facteurs, est négligeable. Cette éventualité est la seule qui puisse être retenue. Dans ce cas : $F_{rd} = F_d = F_r = 1$, et la formule de Zumwalt, comme la mesure aussi, se simplifient :

$$A_v = \frac{A_m}{G.F_t}.$$

Il est évident que, si de telles conditions sont réalisables, elles ne peuvent l'être qu'en faisceau suffisamment diaphragmé pour qu'aucun des rayons diffusés, rétrodiffusés ou réfléchis, ne puisse pénétrer dans le compteur.

Voir si la condition qui vient d'être définie est pratiquement réalisable, c'est-à-dire voir s'il est possible de définir un domaine de positions de la source pour lequel la loi de l'inverse du carré de la distance est respectée, est l'objet de la première partie du présent travail.

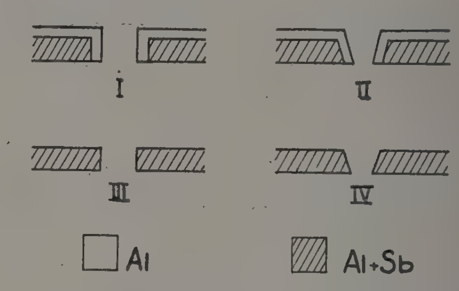


Fig. 3. — Différents types de diaphragmes.

Quatre types de diaphragmes, dont deux à ouverture cylindrique et deux à ouverture conique, ont été étudiés (*fig.* 3).

Le plomb antimonié a été choisi en raison de sa dureté qui permet un usinage précis.

Dans chaque type, on a fait varier le diamètre de l'ouverture et l'épaisseur.

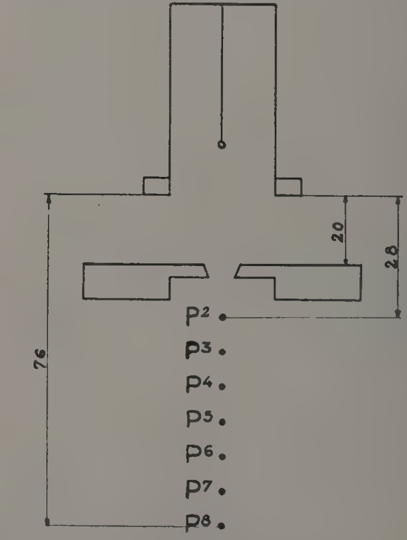


Fig. 4. — Dispositif expérimental.

L'étude a d'abord été faite avec du phosphore-32 choisi en raison de l'énergie de son rayonnement. La source aussi ponctuelle que possible (Ø < 1 mm) déposée sur film de polystyrène, était placée successivement dans les positions P^1, P^2... (*fig.* 4).

La distance de la source à la base de l'enceinte était toujours supérieure à 40 mm, distance au delà de laquelle, ainsi qu'un essai préliminaire avait permis de le constater, la rétrodiffusion par le fond, même sans diaphragme, est inappréciable.

Pour chacune des positions et chacun des diaphragmes, on a calculé :

$$\frac{A_m}{G.F_t}.$$

a) A_m est naturellement corrigé du mouvement propre et des pertes de comptage. Signalons, en outre, que le compteur utilisé avait à l'origine une pente de 0 pour cent pour 100 volts.

b) $$G = 0{,}5\left[1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}}\right].$$

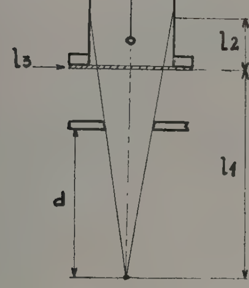


Fig. 5.

c) F_t est déduit du parcours total des rayons jusqu'à la zone sensible (*fig.* 5), il résulte de :

l_1 = parcours dans l'air.

l_2 = 0,4 mg/cm², parcours dans le compteur jusqu'à la zone sensible (hélium à 68 cm de pression).

l_3 = 1,4 mg/cm², épaisseur de la fenêtre du compteur.

Une erreur de 1 mm sur le parcours dans le compteur et une erreur simultanée de 0,1 mg sur l'épaisseur de la fenêtre ne se répercutent pas de façon appréciable sur F_t. Il ne s'agit d'ailleurs ici que d'une première approximation de F_t qui sert uniquement à définir les conditions expérimentales pour lesquelles les autres facteurs sont négligeables.

Cette étude a conduit aux conclusions suivantes :

1° le rapport $\frac{A_m}{G.F_t}$ est constant tant que l'angle solide ne dépasse pas une certaine valeur $\left(\frac{\Omega}{4\pi} < 1 \text{ pour cent}\right)$. Ceci est réalisé lorsque l'ouverture du diaphragme est faible et la distance source-compteur suffisante ;

2° les résultats les plus satisfaisants ont été obtenus :

a) pour les émetteurs β purs, avec un diaphragme de plomb antimonié de 2 mm d'épaisseur, à ouverture conique sans revêtement d'aluminium. La conicité choisie est telle que les rayons issus de sources comprises entre P^4 et P^8 sont sensiblement rasants. La position P^4 coïncide à peu près avec le sommet du cône qui définit l'ouverture du diaphragme. Avec ce diaphragme, les résultats ont été les suivants :

Positions	2	3	4	5	6	7	8
Rapport $\frac{A_m}{G.F_t}$ ..	2,26	2,60	2,57	2,54	2,56	2,58	2,56

On voit donc que de 3 à 8 le rapport est constant aux erreurs statistiques près.

b) pour les émetteurs β-γ avec un diaphragme de plomb revêtu d'aluminium qui absorbe les photoélectrons et les électrons Compton dont la somme en certains cas peut atteindre 10 pour cent (^{198}Au) et même 20 pour cent (^{131}I) de l'activité mesurée totale. Là encore le diaphragme conique a donné les meilleurs résultats. Voici les résultats obtenus avec de l'or 198 :

Positions	2	3	4	5	6	7	8
Rapport $\frac{A_m}{G.F_t}$ ..	5,93	6,15	6,10	6,06	5,98	6,20	5,98

A partir de la position 3, le rapport est constant aux erreurs statistiques près.

Ceci nous conduit à des conditions expérimentales sensiblement différentes de celles utilisées par Gleason, Taylor et Tabern :

— angle solide pratiquement de l'ordre de 2/1 000 au lieu de 1,5 à 1,9 pour cent ;

— diamètre moyen du diaphragme de 4 à 8 mm, au lieu de 14 à 18 mm ;

— faisceau de rayons ne touchant pas la coque du compteur.

Ces conditions optima ont été adoptées pour la deuxième partie de cette étude, avec une légère modification toutefois, pour permettre la mesure des émetteurs mous. Le diaphragme a été rapproché de la fenêtre du compteur si bien que la distance minimum source-compteur a été ramenée de 5,7 mg/cm² à 2,9 mg/cm² (position 2).

3. — **Détermination de la fraction transmise.** — Le dispositif décrit plus haut (diaphragme de ø = 4mm) placé contre la fenêtre étant mis en place, supposons qu'on déplace une source ponctuelle axialement dans la zone où la contribution à A_m des rayons autres que ceux émis dans Ω et des rayons émis dans Ω, mais perdus par suite de

diffusion, sont négligeables. En chaque point, nous avons :

$$\frac{A_m}{G} = F_t A_v$$

$$\log \frac{A_m}{G} = a + \log F_t \quad (a = \log A_v).$$

Si l'absorption dans l'air est exponentielle $\log F_t = -\mu x$ (x = parcours air + fenêtre + gaz compteur), et

$$\log \frac{A_m}{G} = a - \mu x.$$

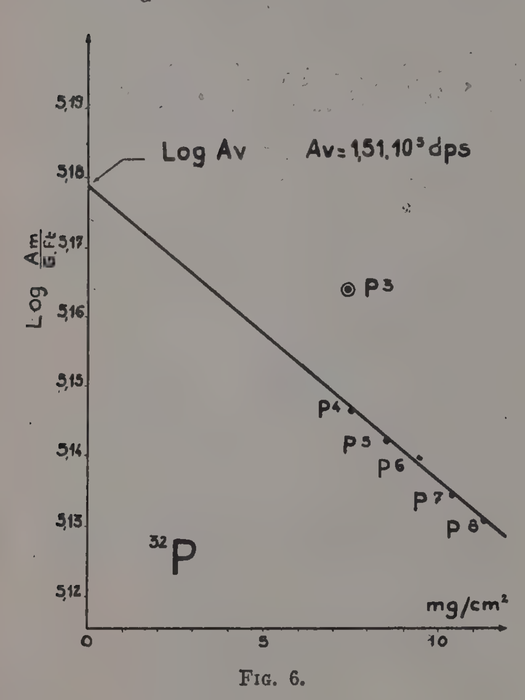


Fig. 6.

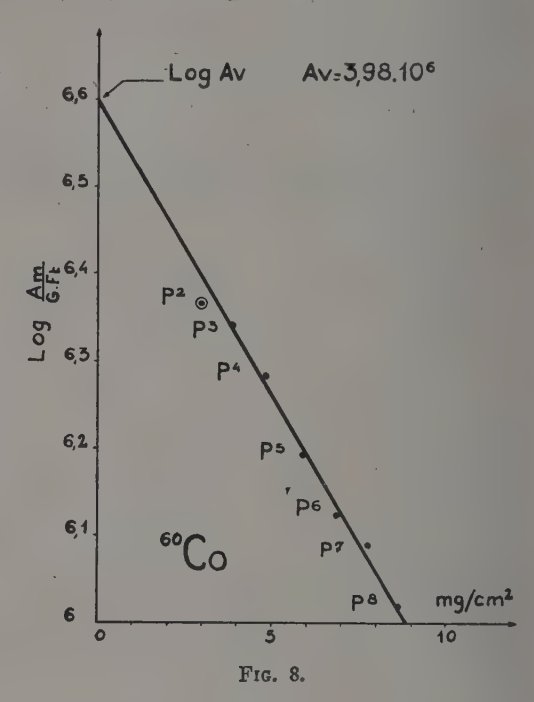


Fig. 8.

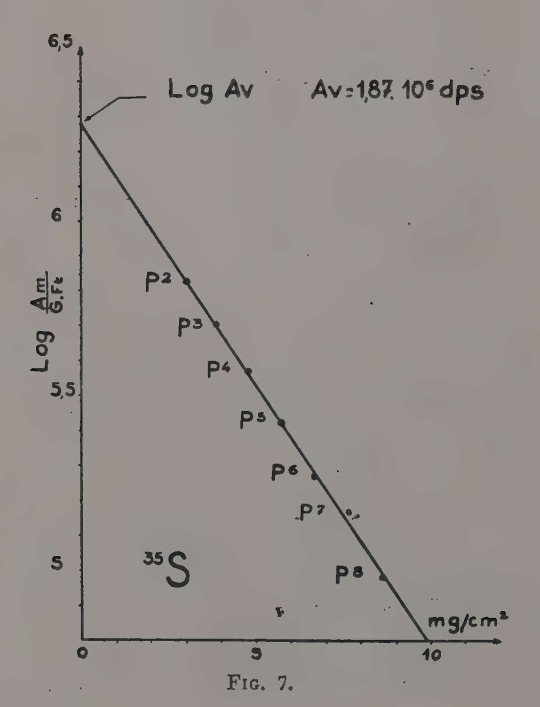


Fig. 7.

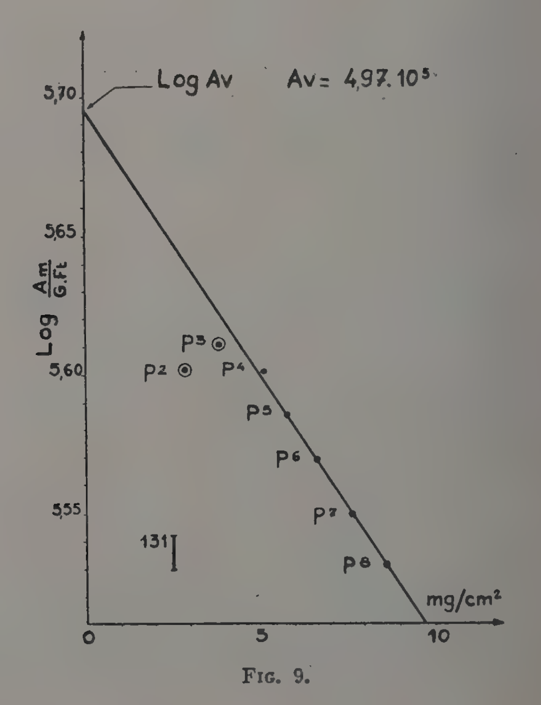


Fig. 9.

Nous avons vérifié, en traçant la courbe $\log \frac{A_m}{G}$ en fonction de x, qu'il en est rigoureusement ainsi. Ci-dessous les courbes obtenues avec ^{32}P, ^{35}S, ^{131}I et ^{60}Co (*fig.* 6, 7, 8, 9). Sur ces courbes les points entourés d'un rond (⊙) correspondent à des positions de la source situées en dehors de la zone plus haut définie, positions par conséquent où la contribution des rayons réfléchis ou diffusés cesse d'être négligeable.

L'extrapolation à l'origine (où $F_t = 1$) de la droite obtenue donne A_v. On en déduit ensuite pour chaque radioélément $F_t = \frac{A_m}{G} \cdot \frac{1}{A_v}$ pour les diverses positions de la source. On a obtenu ainsi, pour les positions les plus couramment utilisées, les valeurs figurant au tableau 1.

TABLEAU 1

x mg/cm²	F_t (^{35}S)	F_t (^{32}P)	F_t (^{60}Co)	F_t (^{131}I)
—	—	—	—	—
2,9	0,20			
3,9	0,16		0,55	
4,8	0,13		0,48	0,80
7,6		0,92		

4. — **Mode opératoire pratique.** — *a) Préparation des sources.* — On dépose à l'aide d'un pycnomètre une goutte de la solution à mesurer ; on en détermine le poids P corrigé de l'erreur d'évaporation en cours de pesée à la microbalance ; ordre de grandeur de P : 1 à 4 mg. Après évaporation à la lampe à infrarouge, la source a un diamètre n'excédant pas 1 à 2 mm.

b) — Support de source. — Au début de cette étude, on a utilisé du film de polystyrène pour rendre négligeable l'effet de rétrodiffusion. Mais

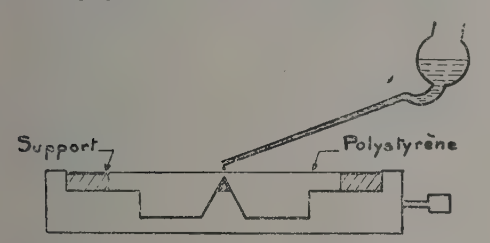


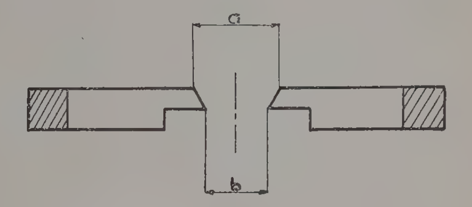
Fig. 10. — Dispositif pour centrer les sources.

il s'est avéré que dans les conditions de canalisation utilisées, la nature du support est sans importance : en plaçant un réflecteur de plomb contre le film de polystyrène, on n'a observé aucune augmentation de A_m. Toutefois, le polystyrène est très commode en ce qu'il permet de centrer la source sur la pointe noircie d'un support sur lequel on place l'anneau porte-source (*fig.* 10).

c) Diaphragmes. — Ceux qui ont été adoptés et qui conviennent à la plupart des cas sont représentés dans les figures 11 et 12.

5. — **Précision.** — On a : $A_v = \frac{A_m}{G.F_t.P}$.

A_v étant exprimé en désintégrations par seconde et par gramme. Cette formule ne tient pas compte de l'autoabsorption que nous avons systématiquement négligée au cours de l'exposé. Nous avons en effet toujours travaillé avec des solutions sans



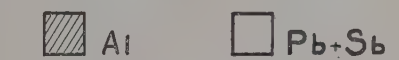


Fig. 11. — Diaphragmes utilisés pour émetteurs β

Diaphragme 1 { $a = 4$ mm, $b = 3{,}7$ mm.

Diaphragme 2 { $a = 8$ mm, $b = 7{,}4$ mm.

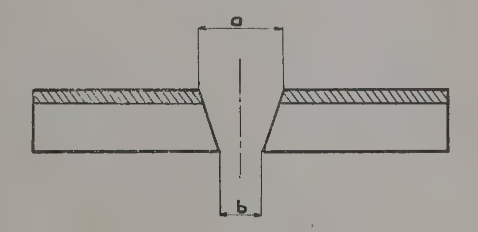




Fig. 12. — Diaphragmes utilisés pour émetteurs βγ.

Diaphragme 1 { $a = 4$ mm, $b = 3$ mm.

Diaphragme 2 { $a = 8$ mm, $b = 6$ mm.

entraîneur, donnant des sources de poids superficiel négligeable et, par conséquent, sans autoabsorption appréciable. Dans les cas où celle-ci ne pourrait être négligée, la correction qui en résulterait serait au plus égale à celle dont il faudrait tenir compte si cette même source était mesurée au compteur 4π.

— erreur sur la pesée : 2/1 000 ;

— erreur sur G : les diaphragmes ont été usinés au centième de millimètre ; l'erreur sur la distance verticale n'excède pas 0,2 mm, il en résulte pour

le diaphragme utilisé (Ø = 4 mm) une limite supérieure qui dépend de la position de la source.

$$\text{en } P^4 : \quad \frac{\Delta G}{G} < 1,3 \text{ pour cent}$$

$$\text{en } P^8 : \quad \frac{\Delta G}{G} < 0,4 \text{ pour cent}$$

Avec un diaphragme de 8 mm, que l'on utilise dans certains cas, l'erreur est plus faible ;

Erreur sur A_m. Il s'agit de l'erreur statistique dont on est en général maître ; elle n'excède pas 0,5 pour cent ;

Erreur sur F_t. Cette grandeur est déduite de A_v, obtenue elle-même par extrapolation des courbes 6, 7, 8 et 9. L'incertitude maximum sur cette valeur extrapolée, déduite des courbes, est de :

1 pour cent pour ^{35}S ; 3 pour cent pour ^{60}Co
1 pour cent pour ^{131}I ; 0,5 pour cent pour ^{32}P.

Ce sont les limites supérieures des erreurs commises sur les F_t correspondants.

Par conséquent, la limite supérieure de l'erreur, dans le cas de sources sans correction d'auto-absorption et de poids moyen de 2 mg, est de :

2,5 pour cent pour ^{32}P
3 pour cent pour ^{35}S et ^{131}I
5 pour cent pour ^{60}Co.

La moins bonne précision dans le cas du cobalt tient au fait que, les β de ce corps étant beaucoup moins énergiques que ceux de l'iode, la présence des γ qu'il faut soustraire et sur lesquels l'erreur statistique est inévitablement plus grande se répercute pour lui de façon plus notable.

V. — **Résultats.** — La validité de ce qui précède a été testée en mesurant l'activité de diverses solutions des radioéléments précités, d'une part à l'aide de l'angle solide défini, d'autre part soit au compteur 4π, soit par les coïncidences. Les résultats ont toujours été concordants dans la limite des erreurs prévues ; en voici quelques exemples :

Radioélément	^{35}S	^{32}P	^{60}Co	^{131}I	^{24}Na
Angle Solide	1,87	6,47	3,96	4,97	2,40
4π G. M.	1,83	6,45	3,99	4,93	2,42
Coïncidences β-γ			4,07	5,05	2,48

En outre, des solutions étalonnées, soit par A. E. R. E., soit par le N. P. L., ont été mesurées par nous à l'angle solide défini :

Radioélément	^{32}P	^{131}I
Angle Solide	1,005	2,06
4π proportionnel N. P. L.	1,03	
4π G. M. (C.E.A.)	1,022	2,13
A. E. R. E.		2,0

Conclusion. — La méthode de l'angle solide défini, telle qu'elle est décrite plus haut, est couramment utilisée par la Section Mesures concurremment avec les autres méthodes. Elle a l'avantage d'être très rapide et simple, de donner des résultats parfaitement reproductibles et d'une précision comparable à celle des autres techniques (4π G.M., coïncidences) (1).

Nous tenons à remercier Mme Thénard pour l'aide efficace qu'elle nous a apportée tout au long de ce travail.

Manuscrit reçu le 9 septembre 1955.

(1) Chacune des méthodes ne peut naturellement être utilisée que pour des activités spécifiques supérieures à une certaine valeur. Ce seuil de sensibilité pour le dispositif d'angle solide utilisé par la Section Mesures est d'environ 10μ C/cc pour ^{37}P et 30μ C/cc pour ^{35}S.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Zumwalt, (L. R.), *M. D. D. C.*, 1346, 1947.
[2] Burtt, *Nucleonics*, 5-2-28, août 1949.
[3] Gleason Taylor et Tabern, *Nucleonics*, 8-5-27, mai 1951.

RÉGULATION DE CHAUFFAGE DE FILAMENT DE SPECTROGRAPHE DE MASSE

Par C. DAVILA et P. MARTIN,
Section Mesures du Commissariat à l'Énergie atomique.

Sommaire. — Réalisation d'une alimentation régulée permettant de chauffer un filament de spectrographe de masse porté à 2 000 V continus, variant de 0,2 Ohm à froid à 1 Ohm à chaud par un courant alternatif réglable entre 1 A et 5 A, la stabilité de l'émission étant meilleure que 1/1 000 pour des fluctuations lentes du secteur de ± 10 %.

L'alimentation réalisée est destinée à chauffer un filament de spectrographe de masse sur lequel on a déposé des matières émissives que l'on veut étudier ; on ne peut donc se servir de l'émission électronique propre du filament. Par ailleurs ce filament est porté à une tension continue élevée par rapport à la masse, ce qui impose une alimentation alternative par transformateur à secondaire isolé. En parallèle sur cet enroulement principal, un deuxième enroulement chauffe une diode saturée dont le débit, à travers une résistance, est comparé à une tension de référence et fournit le signal d'erreur à la régulation.

Les conditions de stabilité adoptées étaient les suivantes :

1) ramener les variations lentes du secteur de ± 10 % de la tension nominale à des variations sur le courant d'émission du filament inférieures à 1/1 000 ;

2) assurer la stabilité requise dans une gamme de courants de chauffage allant de 1 A à 5 A, la résistance du filament évoluant de 0,2 Ohm à froid à 1 Ohm à chaud. Un tube TM 75 chauffé avec l'alimentation réalisée et avec une batterie d'accumulateurs et dont on mesurait le courant d'émission, nous a permis de constater que la stabilité sur une période de 3h de l'alimentation est meilleure que celle donnée par les accumulateurs.

Fonctionnement. — (Diagramme *fig.* 1). Entre

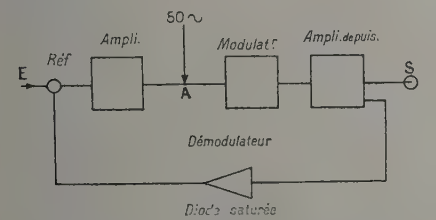


Fig. 1. — Diagramme général.

la référence considérée comme entrée et la sortie de régulation, le dispositif constitue un modulateur à contre-réaction d'enveloppe, la fréquence porteuse à 50 c/s étant injectée au point A, et la diode saturée jouant le rôle de démodulateur. On peut appliquer à ce circuit la théorie classique des amplificateurs à contre-réaction, les variations relatives $\Delta U/U$ qui sans contre-réaction seraient intégralement transmises à la sortie seront divisées par le gain de boucle, pour autant qu'elles se produisent à une fréquence telle que la diode saturée les transmette. Celle-ci, une 1 U4 chauffée sous 30 m.A a un filament dont l'inertie calorifique est bien inférieure à celle du filament beaucoup plus gros, dans lequel il s'agit finalement de réguler le courant ; les variations rapides qui n'affecteront pas l'émission de la 1 U4 affecteront encore moins l'émission du filament du spectrographe. Par ailleurs, la transmission de la diode n'étant pas du type à déphasage minimum, pour déterminer les conditions de stabilité, nous avons relevé les courbes phase-fréquence, et atténuation-fréquence, en chauffant le filament de la 1 U4 avec du 50 Hz modulé en très basse fréquence. Étant donné le matériel de mesure dont nous disposions, les mesures résumées dans le tableau ci-dessous sont assez grossières mais suffisantes cependant, puisque dans la détermination du réseau correcteur à partir du diagramme de Nyquist, on se réserve une marge de sécurité importante.

Courant de chauffage	Fréquence de modulation	Déphasage	Rapport d'atténuation
—	—	—	—
30 mA à 50 Hz	0,25 c/s	0	1
	0,5 c/s	$-\pi/4$	4
	1 c/s	$-\pi/2$	7
	3 c/s	$-3\pi/4$	32
	8 c/s	-2π	87

Ces mêmes mesures effectuées à d'autres valeurs du courant de chauffage donnent une courbe d'atténuation différente, alors que la courbe des déphasages n'est pas modifiée à la précision des mesures près. La diode étant le seul élément déphaseur de la chaîne, on peut déterminer le réseau correcteur

que nous avons choisi du type avance-retard et intercalé entre la référence et l'amplificateur.

Réseau correcteur. — Nous nous sommes fixé comme condition de ramener les variations de secteur de 20 % à des variations de 1/1 000, ceci suppose un gain de boucle égal à 200 ; à 8 Hz la diode amène un déphasage de -2π et une atténuation de 87, le gain de boucle reste encore égal à 200/87 et le diagramme de Nyquist entoure le point (— 1,0) le système accroche.

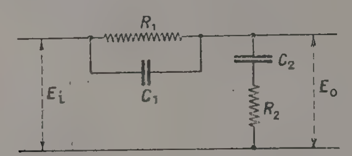


FIG. 2. — Réseau correcteur.

Le réseau stabilisateur avance-retard adopté (*fig.* 2) a la fonction de transfert :

$$\frac{E_0}{E_i} = \frac{T_1 T_2 p^2 + (T_1 + T_2) p + 1}{T_1 T_2 p^2 + (T_1 + T_2 + T_{12}) p + 1}$$

avec :

$$R_1 C_1 = T_1 \qquad R_2 C_2 = T_2 \qquad R_1 C_2 = T_{12}$$

En régime sinusoïdal :

$$\frac{E_0}{E_i} = \frac{1 - \omega^2 T_1 T_2 + j\omega (T_1 + T_2)}{1 - \omega^2 T_1 T_2 + j\omega (T_1 + T_2 + T_{12})}$$

donc, $\frac{E_0}{E_i}$ est réelle pour $\omega = 0$ et $\omega = \infty$ et prend la valeur 1.

De même $\frac{E_0}{E_i}$ est encore réelle pour la valeur ω_1 telle que

$$\text{arctg} \frac{\omega_1 (T_1 + T_2)}{1 - \omega_1^2 T_1 T_2} - \text{arctg} \frac{\omega_1 (T_1 + T_2 + T_{12})}{1 - \omega_1^2 T_1 T_2} = 0$$

donc :

$$\left.\frac{E_0}{E_i}\right\}_{\omega_1} = \frac{T_1 T_2}{T_1 + T_2 + T_{12}} \qquad \text{pour} \qquad \omega_1^2 = \frac{1}{T_1 T_2}.$$

Le lieu de

$$\frac{E_0}{E_i} - \frac{T_1 + T_2}{T_1 + T_2 + T_{12}}$$

est un cercle

$$\rho = \frac{T_{12}}{T_1 + T_2 + T_{12}} \cos\theta$$

avec

$$\theta = \text{arctg}\, \omega \frac{T_1 + T_2 + T_{12}}{1 - T_1 T_2 \omega^2}.$$

Ces résultats classiques étant précisés, nous pouvons tracer le cercle représentation géométrique de la fonction de transfert E_0/E_i et le graduer en fonction de la fréquence.

A partir de là, il suffit de multiplier les rayons vecteurs correspondant à une même fréquence, pris sur le diagramme de la diode et sur celui du réseau correcteur pour pouvoir tracer le diagramme de Nyquist.

Si nous choisissons pour fréquence d'atténuation maximum du réseau la valeur 3 Hz l'atténuation maximum étant 10, et le rapport $\frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{4}$ nous trouvons

$$T_1 = \frac{1}{9{,}5} \text{ sec} \quad T_2 = \frac{1}{380} \quad T_{12} = 9(T_1 + T_2) \approx 1 \text{ sec.}$$

A 3 c/s le déphasage amené par le réseau correcteur est nul ; la diode déphase de $3\pi/4$ il reste donc une marge de sécurité de 45° ; la marge de sécurité en gain est très large étant donné que la diode et le réseau atténuent déjà à 3 c/s.

Ces calculs sont donnés à titre indicatif ; nous n'avons pas poussé très avant la détermination précise des diagrammes, préférant alterner les calculs des réseaux correcteurs et la méthode expérimentale, pour plusieurs raisons :

a) les éléments de base : courbes phase-fréquence et atténuation-fréquence de la diode déterminées pour une valeur du chauffage filament sont fonction de ce chauffage, la variation pouvant aller du simple au double pour l'atténuation, en passant d'une valeur de 25 m.A à 35 m.A ;

b) le filament du spectrographe qui fait 0,2 Ohm à froid évolue en fonction de la température, jusqu'à faire 1 Ohm à 5 A d'où variation dans la transmission du transformateur de sortie ;

c) il nous était demandé de varier le courant d'utilisation d'une façon continue entre 1 A et 5 A, d'où pour les différents régimes un gain de boucle différent.

Réalisation du montage (voir schéma *fig.* 3). — La stabilisation donnée par le montage est fonction du gain de boucle ; pour pouvoir régler le courant de sortie il faut introduire un élément dans la chaîne tel que la sensibilité de cet élément soit petite, nous avons intercalé un potentiomètre dans le chauffage de la 1 U4. En effet, la sensibilité étant définie comme l'inverse du rapport de la variation relative de la sortie à la variation relative de la résistance de ce potentiomètre (voir Bode, *Netwoork analysis and feedback amplifier design*, p. 52 et suiv.) et le rapport F/S de la différence en retour à la sensibilité étant donné pour l'expression $1 - e^{\theta_0}/e^{\theta}$ où e^{θ_0} et e^{θ} représentent respectivement les gains extérieurs lorsque le potentiomètre a sa valeur de réglage et la valeur o, on voit que S sera petit lorsque e^{θ_0} transmission directe sera grande, c'est le cas pour le potentiomètre.

Plus simplement, on peut dire que le secondaire 1 U4 ne chargeant pas le transformateur de sortie, le circuit β de la théorie simple des circuits à contre-

réaction comprend le secondaire du transformateur la diode 1 U4 et que toute variation dans le circuit β est transmise en sortie.

Dans le schéma complet représenté, on retrouve, détaillés, les éléments représentés dans le diagramme ; la 1 U4 attaque à travers le réseau correcteur et une pile de référence, l'amplificateur continu représenté par une UF 42 ; en sortie, on a placé un filtre en double T pour éliminer les résidus de porteuse à 50 Hz qui passent tant par capacité dans le 1 U4, que parce que l'émission de son filament bien qu'elle travaille à saturation, est régie par le champ électrique au voisinage de celui-ci et comporte une petite composante alternative due au chauffage (voir Barkhausen, *Tubes à vide T. I.*) ; l'UF 41 qui suit est la modulatrice sur la grille de laquelle on applique la porteuse à 50 Hz et la tension de modulation venant de l'UF 42 ; une EL 41 driver attaque un push-pull de 6L6 classe AB² permettant de sortir largement les 25 watts requis.

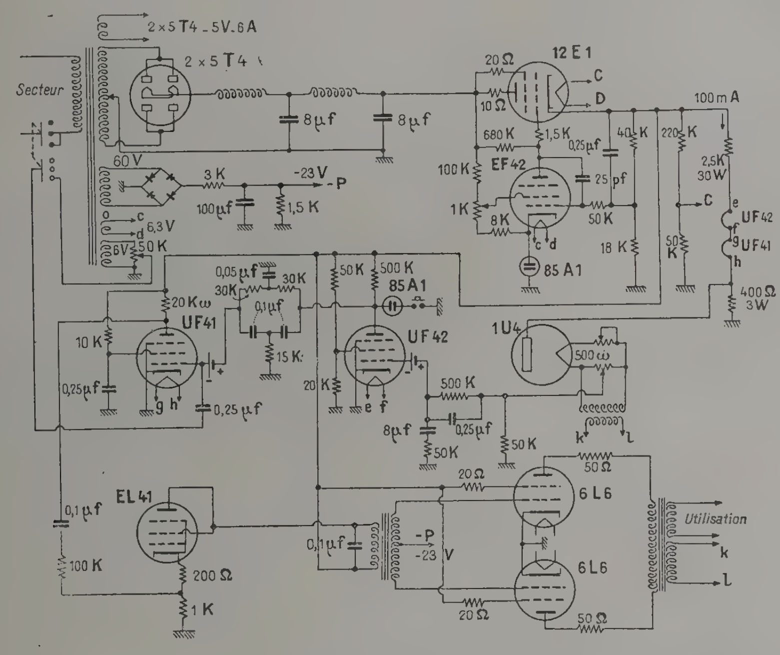


Fig. 3. — Schéma complet.

Deux connections manquent sur la figure : En bas, à gauche, la grille de contrôle du tube EL 41 doit être raccordée entre la capacité 0,1 µF et la résistance 100 kΩ. En bas, à droite, l'alimentation du push-pull doit être branchée sur la haute tension générale, après stabilisation.

Le transformateur de sortie comporte un enroulement secondaire isolé à 2 000 V service et qui constitue la totalité de la charge ; il faut donc prendre la précaution de ne jamais mettre en fonctionnement sans fermer cet enroulement sur sa charge, sinon la tension s'élèverait dangereusement pour le filament 1 U4.

Résultats des mesures de stabilité. — Les variations à corriger étant des variations lentes, nous avons préféré pousser le gain de boucle plutôt que d'étendre vers les fréquences hautes la stabilisation ; cet accroissement de gain est facile à obtenir, il suffit d'accroître la résistance de charge de la 1 U4 en augmentant conjointement la tension plaque pour toujours travailler en diode saturée.

Pour des variations du secteur de 20 % les variations de courant d'émission de la 1 U4 sont 3/10 000 ; il est à noter en ce qui concerne les dérives lentes que la contre-réaction n'étant pas prélevée sur l'enroulement secondaire principal, les variations de transmission dans le transformateur de sortie qui ne se répercuteraient pas sur l'enroulement 1 U4 ne sont pas réduites, et que par ailleurs les variations de fonctionnement qui peuvent se produire dans la 1 U4 sont intégralement transmises en sortie ; néanmoins ces variations sont faibles, les dérives de courant d'émission d'une diode consommant 5 A chauffées sur une batterie d'accumulateurs 60 Ah atteignent déjà 5 % au bout de 2 heures de fonctionnement, alors qu'elles ne dépassent pas 1 % avec l'alimentation régulée.

Manuscrit reçu le 12 septembre 1955.

CHAMBRE DE DIFFRACTION DE RAYONS X POUR ÉTUDE DES SELS FONDUS AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES

Par Jerzy ZARZYCKI,
Docteur ès-Sciences
Ingénieur des Arts et Manufactures
Ingénieur au Centre de Recherches des Glaceries de St-Gobain

Sommaire. — Après avoir défini les conditions auxquelles doit satisfaire une chambre de diffraction pour étude des corps à l'état liquide aux températures élevées et effectué la synthèse critique de divers modèles de chambres « haute température » proposés au cours de ces trente dernières années, on décrit un montage original réalisé spécialement pour les études structurales précises de sels fondus aux températures pouvant aller jusqu'à 1 600° C. Quelques exemples d'application à l'étude de formateurs de réseau vitreux montrent les possibilités de cet appareil.

1. **Historique.** — Les exemples d'application de la diffraction de rayons X à l'étude structurale des sels fondus aux températures élevées ont été excessivement rares jusqu'à l'heure actuelle.

Cet état de choses peut s'expliquer en grande partie par les difficultés d'interprétation des spectres de corps amorphes. En effet la méthode d'analyse radiale par transformée de Fourier développée par Zernicke et Prins [1] et Debye et Menke [2] si féconde dans l'étude des liquides monoatomiques [3] est inévitablement entachée d'incertitude dès qu'on la généralise aux systèmes hétéroatomiques, cette incertitude croissant d'ailleurs rapidement avec le nombre d'espèces atomiques mises simultanément en jeu. Mais les difficultés expérimentales ont également joué un rôle retardateur.

Dès 1929 Parmelee, Clark et Badger [4] tentent de suivre les variations du spectre d'un verre sodocalcique en fonction de la température.

Leur technique trop rudimentaire ne leur permet pas de tirer une conclusion quelconque de ces essais.

En 1936, Lark, Horowitz et Miller [5] publient un très court résumé de leurs travaux concernant les halogénures LiCl, KCl, NaCl et LiBr étudiés au-dessus de leurs points de fusion. L'analyse des résultats leur a permis moyennant certaines simplifications importantes de trouver un schéma de coordination pour le liquide, d'ailleurs voisin de celui du solide.

Enfin, plus récemment, Harris, Wood et Ritter [6], [7], [8] étudient à l'état liquide les sels $AlCl_3$, InI_3, et SnI_4, aux températures relativement basses ne dépassant pas 220° C.

Dans leur travail ils utilisent l'analyse radiale généralisée aux systèmes hétéroatomiques devenue classique depuis les travaux de Warren et de son école sur la structure (à froid) du réseau vitreux [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15]. Étant donné les difficultés expérimentales certaines que laissent apparaître ces différents travaux, il nous a paru intéressant de faire une mise au point des conditions expérimentales requises pour l'étude par diffraction de rayons X des corps à l'état liquide aux températures élevées, ceci afin de créer un appareillage plus spécialement adapté à ce genre d'expériences.

II. **Conditions expérimentales requises.** — Les difficultés de conception d'une chambre de diffraction de rayons X « haute température » sont bien connues de tous les spécialistes de la question. Le problème se complique encore plus si l'on se propose d'étudier les corps à l'*état liquide*, l'interprétation du spectre relevant alors de l'analyse radiale par transformée de Fourier. Ce traitement introduit un certain nombre de conditions supplémentaires qui n'ont pas été toujours respectées et que nous nous proposons de passer rapidement en revue.

1) Rayonnement strictement monochromatique. — L'usage d'un monochromateur est indispensable. La non observation de cette règle (rayonnement simplement filtré) a conduit à de graves erreurs d'interprétation [16].

La plupart des expérimentateurs utilisent le monochromateur à cristal plan : chlorure de sodium [9 à 15], nitrate d'urée [6] etc... Ces dispositifs conduisent à des temps de pose excessifs, (pouvant aller jusqu'à 200 heures, cf. [6]), peu compatibles avec les études sur corps fondus aux hautes températures où une modification de l'échantillon par évaporation sélective, attaque du porte-échantillon, etc... est toujours à craindre. Il est préférable, à notre avis, d'utiliser un monochromateur à quartz courbe qui, grâce à la concentration du rayonnement, possède un bien meilleur rendement (même lorsqu'on se résigne à abaisser la tension du tube pour éviter l'introduction de l'harmonique $\frac{\lambda}{2}$). De plus, la surface utile de l'échan-

tillon peut alors être plus étendue ce qui abrège encore considérablement le temps de pose.

2) Étendue suffisante du spectre enregistré. — Pour effectuer la « normalisation » précise du spectre, il est indispensable d'avoir un enregistrement poussé jusqu'aux valeurs de $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ aussi élevées que possible. Des études récentes [17], [18] sur les verres B_2O_3 et SiO_2 à froid ont montré que la « résolution » de l'analyse radiale augmentait considérablement lorsqu'on tenait compte des valeurs extrêmes de $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ (ces résultats sont toutefois contestés par Krebs [19] qui n'y voit qu'un effet parasite dû au rayonnement de fluorescence). Il faut donc s'astreindre à enregistrer le spectre jusqu'aux angles de Bragg θ suffisamment élevés et utiliser un rayonnement de courte longueur d'onde (Mo, Ag) à moins que les conditions de fluorescence ne s'y opposent.

3) Pureté du spectre enregistré. — Le spectre de diffraction des liquides ne comportant en principe que des anneaux diffus, à l'exclusion de raies nettes, il faut éviter soigneusement tout voile ou spectre étranger qui en s'y superposant pourrait le dénaturer complètement. Ces effets parasites peuvent avoir plusieurs causes :

— a) *Les substances interposées entre l'échantillon et le film.* — Ceci introduit une complication sérieuse dans la conception du porte-échantillon. La méthode consistant à utiliser une cuve dont les parois sont constituées par exemple par les feuilles de mica (qui ne donne pas de spectre diffus) est à écarter pour la majorité de substances agressives aux températures élevées. L'utilisation de minces capillaires en verre, encore applicable jusqu'à 500° environ est, à notre avis, critiquable à cause des corrections compliquées et toujours incertaines qu'elle introduit [20]. Il vaut mieux se passer de tout support traversé par le rayonnement et étudier par exemple une portion de liquide s'écoulant librement sous forme de jet ou bien formant une pellicule mince maintenue en place par les forces de capillarité.

— b) *La diffusion due à l'air.* — La solution classique consisterait à faire un vide sommaire dans la chambre de diffraction. Lorsque le liquide n'est pas scellé dans un capillaire, pour éviter son évaporation il faudrait remplir l'enceinte d'hydrogène ou d'hélium. Ceci conduit à des complications mécaniques sérieuses que pour des études à chaud nous préférons éviter moyennant un artifice qui sera décrit plus loin.

— c) *Le rayonnement de fluorescence.* — Le voile de fluorescence peut conduire à de graves erreurs d'interprétation [19]. On s'efforcera de l'atténuer, classiquement, au moyen d'écrans disposés contre la surface sensible du film.

4) Forme de l'échantillon. — Pour que les spectres soient interprétables, il faut que le volume diffractant ait une forme à la fois bien définie et géométriquement commode pour effectuer les corrections d'absorption nécessaires. A ce point de vue la forme prismatique (« en plaquette ») utilisée en transmission est nettement supérieure ; elle conduit à des calculs plus simples et surtout plus sûrs que la forme cylindrique (jet libre ou capillaire rempli de liquide).

III. **Chambres de diffraction « haute température ».** — Faisons maintenant une synthèse rapide de différentes réalisations de chambres de diffraction de rayons X pour études aux températures élevées. D'une manière générale nous pouvons dire qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de chambre haute température vraiment parfaite et d'usage tout à fait universel. La longue liste de projets réalisés au cours de ces trente dernières années en est la preuve la plus manifeste [21 à 53]. Le chauffage homogène de l'échantillon est peu compatible avec le libre passage qu'on doit réserver aux rayons X incidents et diffractés. Le refroidissement de l'ensemble, la protection du film contre le rayonnement calorifique et souvent la nécessité de faire le vide dans l'enceinte conduisent immanquablement à des ensembles mécaniquement très complexes.

La presque totalité de ces réalisations sont des chambres du type Debye-Scherrer classique où l'échantillon est sous forme de « bâtonnet » vertical. Quelques-unes sont conçues pour études par réflexion sur des échantillons plans [41], [43] ou pour l'examen de monocristaux [42], [50], [52].

Les chambres se différencient surtout par le mode de chauffage de l'échantillon. Le plus souvent celui-ci se trouve placé au centre d'un four électrique à résistance bobinée de forme tubulaire ou bien formant deux demi-coquilles écartées pour laisser passer le rayonnement X. Plus rarement on utilise des résistors basse tension [26], [51] ou le chauffage par induction [44]. L'échantillon peut aussi être appliqué contre un radiateur [39] (plaquette examinée par réflexion), soit être déposé sur un fil chauffé par effet Joule [24], [47] (cas de poudres) ou bien encore constituer le résistor lui-même [21], [22], [23] (fil métallique). La température limite à atteindre fixe le choix du matériau pour l'élément chauffant. Pour des températures relativement basses, ne dépassant pas 1 000° C on utilise surtout des alliages Ni-Cr ; le Platine sous forme de résistance bobinée permet d'atteindre 1 400° C environ, au-delà l'usage de carbone [26] tungstène [39] [53], molybdène ou tantale [51] devient indispensable. Il faut alors faire un vide poussé dans la chambre

ou la remplir d'un gaz inerte. Le refroidissement de la chambre est assuré soit au moyen d'une circulation d'eau (serpentin) ou d'air (ailettes) [39]. La protection du film photographique se fait au moyen d'écrans d'eau munis d'une fente ou au moyen d'écrans de rayonnement (feuilles métalliques minces, transparentes au rayonnement X et réfléchissant le rayonnement calorifique) [37]. Cette protection est moins impérative si pour enregistrer le spectre on fait appel à un compteur-Geiger-Müller [39] [48] [53] qui présente l'avantage de la rapidité mais nécessite aussi une stabilisation très précise de la source de rayons X.

Tous ces dispositifs présentent cependant les caractéristiques de spécialisation très poussée : conçus en vue d'études sur corps *solides* (poudres, monocristaux) ou même uniquement pour certaines applications particulières (par exemple mesure extrêmement précise du paramètre de réseau d'un métal en fonction de la température), ils sont pour ainsi dire inutilisables pour des études sur des corps amorphes où, comme nous l'avons vu, d'autres conditions sont à respecter sous peine d'échec total. Dans ces conditions nous avons décidé de construire une chambre de diffraction « haute température » destinée spécialement aux études sur échantillons *liquides* et conçue de manière à permettre l'exploitation précise des spectres de corps amorphes.

IV. — **Schéma général du montage adopté.** — Nous avons délibérément écarté de notre projet le type de chambre Debye-Scherrer à échantillon central, mal adapté pour travailler avec un monochromateur moderne de rendement élevé. Notre dispositif déjà décrit dans une note [54] se compose essentiellement (*fig.* 1), d'une chambre *à focalisation* accouplée à un monochromateur à quartz courbe.

Le système travaille *par transmission*, sous incidence normale, l'échantillon étant sous forme de pellicule mince maintenue par les forces de capillarité dans un orifice percé dans une mince plaque métallique chauffée par effet Joule par le courant basse tension. Ainsi donc le porte-échantillon sert en même temps de résistor de chauffage. Les inconvénients de fours bobinés étant ainsi écartés, ce système permet grâce à son rendement d'atteindre plus facilement et sans risque de surchauffe locale des températures limites plus élevées. La position périphérique de l'échantillon permet d'autre part une surveillance plus aisée du liquide au cours des expériences, ce qui serait presque impossible dans le cas des chambres Debye-Scherrer classiques à enceinte enveloppant complètement l'échantillon. Enfin derrière le collimateur de sortie de la chambre, sur le trajet du rayon directement transmis, nous avons disposé un compteur Geiger-Müller relié à un système intégrateur-enregistreur. Ce dispositif constitue, comme nous le verrons, un moyen de mesure et de contrôle indispensable dans le cas d'études sur échantillons liquides. En effet, avant de procéder à la transformation de Fourier, les spectres obtenus doivent être soumis à un certain nombre de corrections, permettant de déduire de l'intensité mesurée, l'intensité diffractée vraie. Parmi celles-ci les corrections de polarisation du faisceau par le monochromateur et par l'échantillon, les corrections de forme de chambre ou de retrait du film sont trop classiques pour qu'on s'y arrête. Seules les corrections d'absorption dans l'échantillon et de diffusion due à l'air, délicates lorsqu'il s'agit d'études sur des liquides aux températures élevées retiendront notre attention.

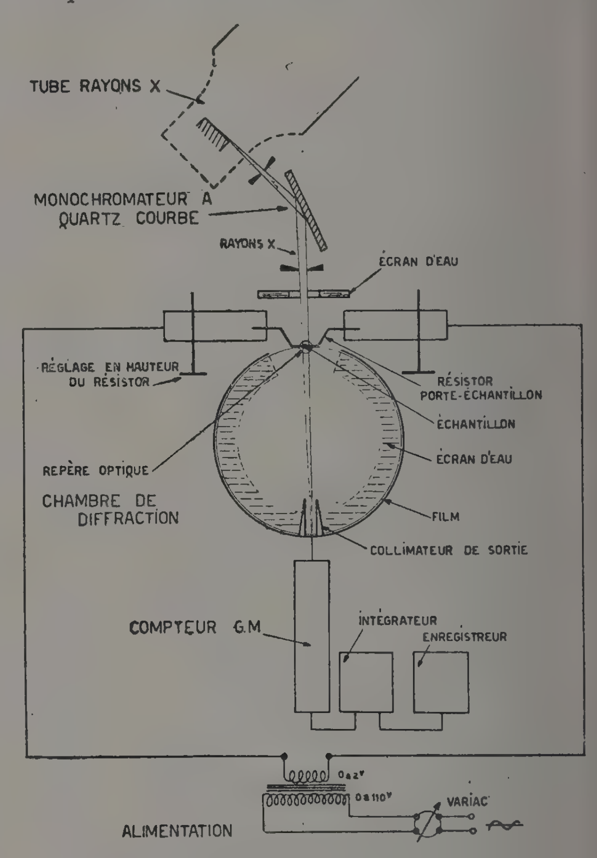


Fig. 1. — Schéma général du montage.

1) Correction d'absorption dans l'échantillon. — Le facteur de correction dû à l'absorption dans l'échantillon tient compte de la réduction d'intensité des rayons diffractés suivant leur trajet dans la masse liquide. Dans notre cas l'échantillon étant sous forme de pellicule normale au faisceau incident, le calcul rigoureux est possible ; on trouve d'une manière classique que l'intensité

mesurée sur le spectre est à diviser par l'expression :

$$A = e^{-\mu\rho h}\left(\frac{1 - e^{-x}}{x}\right)$$

dans laquelle :

$$x = \mu\rho h\left(\frac{1}{\cos 2\theta} - 1\right)$$

μ étant le coefficient d'absorption massique,
ρ la densité,
h l'épaisseur de l'échantillon,
θ l'angle de Bragg.

La connaissance simultanée de ρ et h permet théoriquement de déterminer A pour une substance donnée (μ étant calculé à partir des tables). Cependant pour un liquide à température élevée, la densité ρ sera la plupart du temps inconnue et d'ailleurs difficile à atteindre expérimentalement. Quant à l'épaisseur h de la pellicule liquide, elle n'est pas facile à mesurer à chaud avec précision. D'autre part comme l'épaisseur mesurée à froid (par exemple après « quenching ») peut ne pas correspondre à celle réellement active à chaud par suite des variations des forces de tension superficielle, il faut évaluer la correction d'absorption à la température même de l'expérience.

Or, si l'on remarque que le facteur de correction A est seulement fonction de θ et du paramètre $z = \mu\rho h$, on voit qu'une seule mesure de A, par exemple en *incidence normale*

$$A_{\theta=0} = e^{-\mu\rho h} = e^{-z}$$

suffit pour déterminer z et par suite la correction $A(\theta)$ pour toute l'étendue du spectre et ceci sans nécessiter des mesures séparées de ρ et de h.

C'est ici qu'intervient le dispositif à compteur Geiger-Müller décrit précédemment. Il suffit en effet de mesurer le rapport des intensités $\frac{I}{I_0}$ des flux tombant sur le compteur en présence et en absence de la pellicule liquide sur le résistor porte-échantillon pour en déduire aussitôt z.

Épaisseur standard de l'échantillon. — On sait qu'il existe une épaisseur optima de l'échantillon égale à $\frac{1}{\mu\rho}$ pour le montage en transmission. De plus, pour des études comparatives sur une série de spectres pris aux différentes températures, il est intéressant de pouvoir travailler sur des échantillons de coefficients d'absorption sinon égaux, du moins très voisins. La présence d'un compteur sur le faisceau directement transmis permet, moyennant un étalonnage préalable, de ramener l'épaisseur des pellicules liquides en formation à une même valeur standard utile.

Dose standard. — Le dispositif à compteur joue en même temps le rôle d'un dosimètre. Le flux transmis par la pellicule et intégré durant toute la pose peut être considéré comme une mesure approchée de la « dose » de rayonnement reçue par l'échantillon pendant le même laps de temps.

La connaissance de cette valeur rend possible la normalisation d'une série de poses à une même valeur donnée de la dose et par là une comparaison plus précise de plusieurs spectres ne comportant souvent que des différences locales d'intensité très faibles.

2) Correction de diffusion due a l'air. — La chambre travaille directement dans l'air ce qui, comme nous l'avons vu, présente des avantages incontestables de simplicité mécanique et de facilité de manipulation, précieuses dès qu'il s'agit de liquides. La seule difficulté constitue le spectre parasite dû à la diffusion dans l'air autour du faisceau directement transmis.

Notre méthode consiste à éliminer ce voile parasite par voie de soustraction. Cette opération ne peut s'effectuer avec une précision et une reproductibilité suffisantes que grâce au dispositif à compteur déjà décrit. Pratiquement, nous supposons que la diffusion dans l'air autour des faisceaux diffractés par l'échantillon liquide est négligeable devant la diffusion autour du faisceau central très intense. L'intensité du rayonnement directement transmis enregistrée par le compteur représente donc précisément l'intensité du flux contribuant au voile de diffusion dû à la présence d'air dans la chambre. Dès lors il suffit de prendre côte à côte sur le même film une pose supplémentaire « à blanc », sans échantillon, *de façon à arriver en fin de pose à la même « dose »* que pour une pose normale avec échantillon en place sur le résistor. Après conversion habituelle des densités photométriques en intensités de rayonnement, on élimine par soustraction le spectre résiduel dû à l'air.

V. — **Réalisation mécanique.** — Les figures (2) et (3) donnent une idée du montage réalisé. Il comporte essentiellement quatre parties distinctes : le monochromateur, le four porte-échantillon, la chambre de diffraction et le dispositif à compteur Geiger-Müller avec ses annexes.

1) Monochromateur. — Le monochromateur utilisé est un monochromateur à quartz courbe dissymétrique du type Guinier. Le monochromateur est rigidement lié au tube de rayons X ; il coulisse sur une équerre fixée à l'une des fenêtres du tube. Étant donné que le pinceau de rayons X sortant du monochromateur traverse verticalement l'échantillon liquide, ce montage exige un tube de rayons X surélevé et orienté spécialement sous un angle convenable (d'ailleurs variable suivant la radiation utilisée), une des fenêtres du tube étant tournée vers la table d'expérience. Le reste du montage se développe suivant la verticale au-dessous du tube.

2) Four porte-échantillon. — Le four est constitué par un résistor de forme spéciale (*fig.* 4 *a*) en alliage Pt-Rh à 20 % de Rh. Cette lame métal-

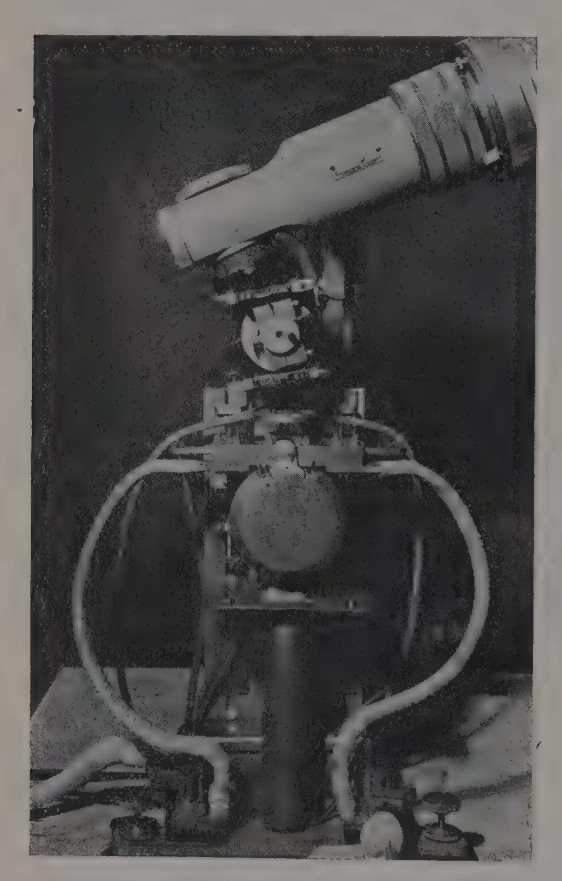


Fig. 2. — Vue d'ensemble du montage.

lique de 0,2 mm d'épaisseur est alimentée en courant basse tension 0 à 2 V débité par un transformateur abaisseur de tension alimenté lui-même par un Variac. Le résistor en forme d'U très ouvert est percé d'une fente 1 × 4 mm dans laquelle on forme la mince pellicule liquide destinée à servir d'échantillon. Dans le cas de certains corps particulièrement fluides où les forces de capillarité se révèleraient insuffisantes pour assurer la stabilité de la pellicule on utilise un résistor spécial (*fig.* 4, *b*) où la fente est remplacée par une série de trous contigus ou même par une portion encastrée de toile de platine. Les mâchoires de serrage du résistor forment amenées de courant ; elles sont en cuivre rouge massif et refroidies par circulation d'eau interne. Montées sur des colonnes coulissant sur rails, elles peuvent subir des translations verticales indépendantes, grâce à des commandes par vis. L'ensemble est monté sur une platine munie de vis calantes qui porte en même temps la chambre de diffraction et le tube de Geiger-Müller. Le four ainsi constitué permet d'amener les échantillons liquides à des températures pouvant aller jusqu'à 1 600° C.

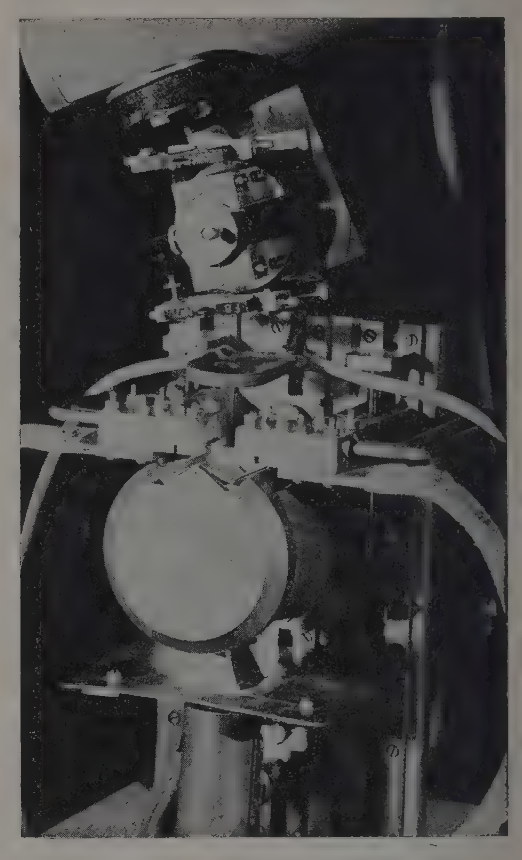


Fig. 3. — Détail du montage.

La température des échantillons est déterminée par calibrage préalable du résistor avec des substances à points de fusion connus (composés définis). En effectuant les lectures au pyromètre optique on peut de cette manière fixer la tempé-

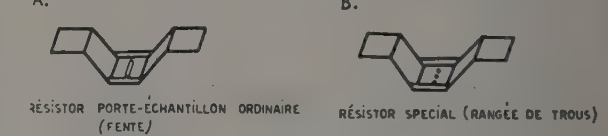


Fig. 4. — Résistor porte-échantillon.

rature de la pellicule liquide à ± 10° près. Un écran d'eau protège le monochromateur contre tout rayonnement excessif venant du four.

3) Chambre de diffraction. — La chambre de diffraction se compose d'un noyau central constitué par deux couronnes en laiton refroidies par

circulation d'eau et laissant entre elles un espace destiné au passage des rayons diffractés. Sur ce noyau formant écran d'eau coulisse la cassette porte-film munie de repères permettant deux poses successives sur un même film. Le film placé entre 2 feuilles de papier noir est maintenu en place par une bande élastique en caoutchouc. L'ensemble est monté sur une embase coulissant sur des rails fixés sur la platine portant le four. Le diamètre de la chambre est 76 mm. La position de l'échantillon par rapport au film est matérialisée par un dispositif d'alignement (*fig.* 5) solidaire du noyau guidant la cassette porte-film. Ce repérage par visée optique permet d'amener l'échantillon porté par le résistor a être toujours tangent au cercle de focalisation en compensant la dilatation du résistor variable suivant la température.

Les réglages se font de la manière suivante :

— *a*) On amène le foyer du faisceau sortant du monochromateur sur le cercle de focalisation de la chambre en translatant celle-ci sur ses rails verticaux.

— *b*) Une fois le réglage de la chambre par rapport au monochromateur terminé, en agissant séparément sur les vis de réglage des colonnes portant les mâchoires de serrage du résistor, on amène la tranche horizontale de celui-ci en alignement avec les centres des œilletons du dispositif de visée.

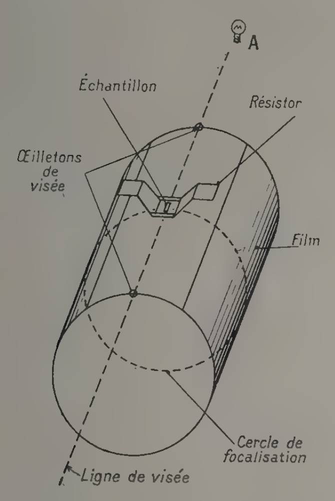


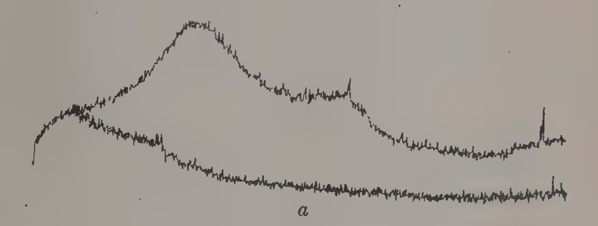
Fig. 5. — Schéma du dispositif d'alignement pour le positionnement de l'échantillon.

Le four éteint, on s'aide pour cela d'une petite ampoule électrique placée en A (*fig.* 5). A chaud, le four incandescent joue lui-même le rôle de source éclairante.

4) Dispositif a compteur. — Le compteur Geiger-Müller est monté derrière le collimateur de sortie de la chambre dans une gaine métallique munie d'un système de fentes permettant de réduire l'intensité du flux à la valeur désirée. Un support à rotule permet son alignement facile. Le compteur est relié à un système intégrateur et enregistreur électronique classique. Pour les mesures d'absorption cet ensemble est étalonné au préalable avec des feuilles d'aluminium d'épaisseur variable.

VI. **Exemples d'application.** — Pour montrer avec quelle précision le montage décrit permet de suivre l'évolution des spectres de corps amorphes aux différentes températures, nous allons donner deux exemples concrets choisis parmi les résultats de nos essais concernant la structure du réseau vitreux.

1) Oxyde de germanium GeO_2 vitreux. — Les figures 6 *a* et 6 *b* montrent les enregistrements microphotométriques des spectres de diffraction du GeO_2 vitreux,



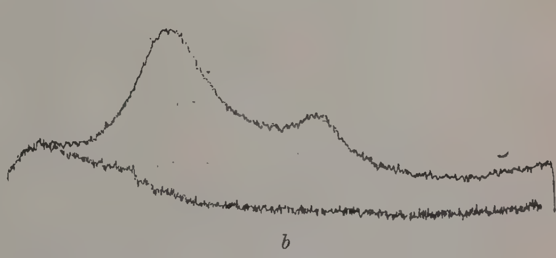


Fig. 6. — Spectre de diffraction du GeO_2 vitreux. *a*) liquide à 1 150° C ; *b*) solide à 20° C.

— *a*) liquide à 1 150° C; — *b*) solide à 20° C (Radiation utilisée : Cu$K\alpha$).

Le tracé inférieur correspond dans chaque cas au cliché correctif permettant de tenir compte de la diffusion due à l'air, selon la méthode exposée précédemment.

La superposition de ces courbes (*fig.* 7) met en évidence pour le spectre pris à haute température un aplatissement notable des maxima de diffraction vers $\theta = 10°$ et 20°, témoin d'une structure plus désordonnée ainsi qu'une légère diminution du diamètre de l'anneau principal correspondant à une augmentation des distances interatomiques moyennes.

2) VERRE SODO-CALCIQUE STANDARD. — SiO_2 70 %, Na_2O 20 %, CaO 10 %.

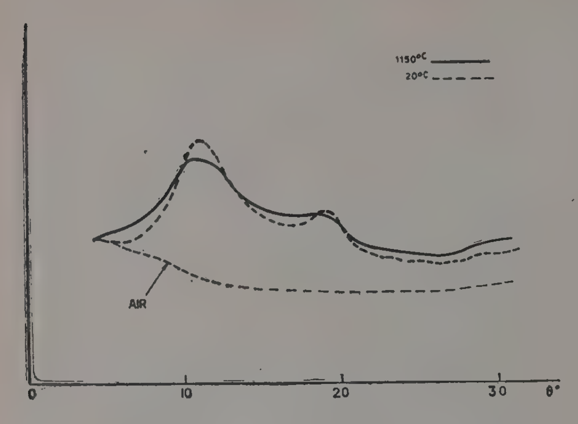


FIG. 7. — Superposition des spectres. *Fig.* 6*a* et 6*b*.

L'exemple de ce corps, choisi complexe à dessein, (4 espèces atomiques présentes simultanément) a pour but de montrer que, même dans le cas des corps présentant un degré d'hétéroatomicité élevé, notre méthode permet encore de mettre en évidence les faibles variations du spectre avec la température.

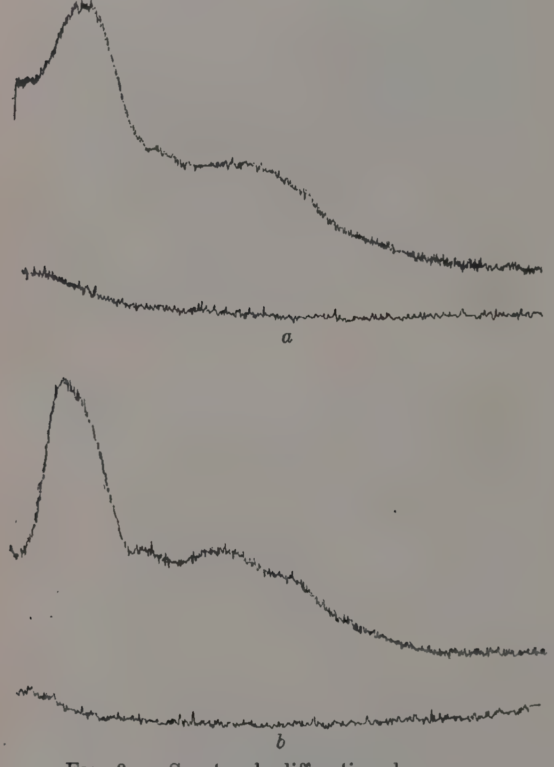


FIG. 8. — Spectre de diffraction du verre SiO_2 70 %, Na_2O 20 %, CaO 10 %.
a) liquide à 1 400° C ; *b*) solide à 20° C.

Les figures 8*a* et 8*b* montrent les enregistrements microphotométriques des spectres de ce verre, — *a*) liquide à 1 400° C ; — *b*) solide à 20° C (Radiation utilisée : Mo$K\alpha$).

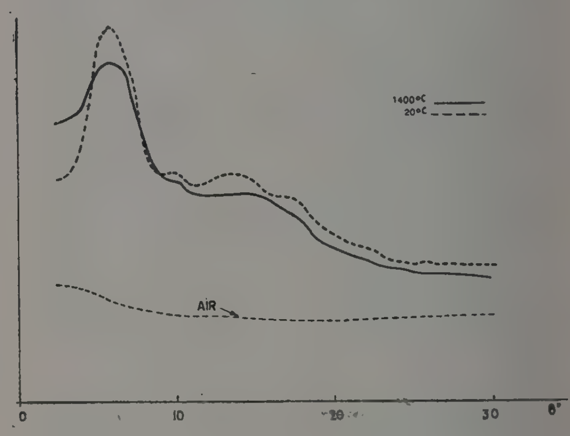


FIG. 9. — Superposition des spectres. *Fig.* 8*a* et 8*b*.

La superposition de ces courbes (*fig.* 9) met nettement en évidence le caractère plus diffus du spectre à haute température : un aplatissement du maximum principal vers $\theta = 5°$, accompagné d'une augmentation notable de diffraction aux faibles angles ainsi que le fusionnement des deux bandes $\theta \doteq 14°$ et 18° en une seule située vers 16°.

L'accroissement de la diffraction aux faibles angles est très significative. Elle révèle que la structure du verre liquide tend, aux températures élevées, vers une structure du type « gaz ». Il s'agit probablement d'une structure lacunaire ou micellaire due au morcellement du réseau vitreux par rupture d'un certain nombre de liaisons.

Des expériences de diffraction aux très faibles angles (low angle scattering) à haute température permettront de mieux préciser ce point.

Sans vouloir anticiper sur les résultats de l'analyse complète par transformée radiale de Fourier, nous pouvons constater cependant que l'appareillage présenté permet bien de mettre en évidence des modifications structurales que subissent les corps liquides aux températures élevées.

Tel qu'il est, nous espèrons qu'il pourra rendre des services dans l'étude de la structure des sels fondus ou des corps vitreux dans un domaine relativement peu exploré.

Manuscrit reçu le 10 octobre 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Zernicke (F.), Prins (J.), *Z. Physik.*, 1927, **41**, 184.
[2] Debye (P.), Menke (H.), *Ergeb. d. Tech. Rontgenk*, II, 1931.
[3] Gingrich (N. S.), *Rev. Mod. Physics*, 1943, **15**, 90.
[4] Parmelee (C. W.), Clark, Badger. *J. Soc. Glass. Techn.*, 1929, **13**, 285.
[5] Lark (K.), Horowitz, Miller, *Phys. Rev.*, (2), 1936, **49**, 418.
[6] Harris (R. L.), Wood (R. E.), Ritter (H. L.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1951, **73**, 3151.
[7] Wood (R. E.), Ritter (H. L.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1952, **74**, 1760.
[8] Wood (R. E.), Ritter (H. L.), *J. Amer. Chem. Soc.* 1952, **74**, 1763.
[9] Warren (B. E.), Krutter (H.), Morningstar (O.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1936, **19**, 202.
[10] Warren (B. E.), *J. Appl. Physics*, 1937, **8**, 645.
[11] Warren (B. E.), Biscoe (J.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1938, **21**, 49.
[12] Warren (B. M.), Biscoe (J.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1938, **21**, 259.
[13] Biscoe (J.), Warren (B. E.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1938, **21**, 287.
[14] Biscoe (J.), Pincus (A. C.), Smith (C. S.), Warren (B. E.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1941, **24**, 116.
[15] Warren (B. E.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1941, **24**, 256.
[16] Hartleif (G.), *Z. an. Chem.*, 1938, **238**, 353.
[17] Richter (H.), Breitling (G.), Herre (F.), *Naturwissenschaften*, 1953, **40**, 482.
[18] Richter (H.), Breitling (G.), Herre (F.), *Naturwissenschaften*, 1953, **40**, 621.
[19] Krebs (H.), Schultze-Gebhardt, *Acta Cryst.*, 1955, **8**, 412.
[20] Ritter (H. L.), Harris (R. L.), Wood (R. E.), *J. Appl. Physics*, 1951, **22**, 169.
[21] Westgren (A.), *J. Iron Steel Inst.* (London), 1921, **103**, 306.
[22] Westgren (A.), Lindh (A. E.), *Z. Physik. Chem.*, 1921, **98**, 192.
[23] Westgren (A.), Lindh (A. E.), *Z. Physik. Chem.*, 1922, **102**, 3.
[24] Becker (K.), *Z. Physik*, 1927, **40**, 37.
[25] Cohn (W. N.), *Z. Physik*, 1928, **50**, 123.
[26] Berthold, Böhm, *Mettallwirtschaft*, 1932, **11**, 567.
[27] Jay (A. H.), *Z. Krist.*, (A), 1933, **86**, 106.
[28] Dorn (J. E.), Glockler (G.), *Rev. Sc. Instr.*, 1936, **7**, 389.
[29] Schossberger (F.), *Z. Krist.* (A), 1937, **98**, 259.
[30] Straumanis (M.), Ievins (A.), *Z. anorg. Chem.*, 1938, **238**, 180.
[31] Hume-Rothery (W.), Reynolds (P. W.), *Proc. Roy. Soc.*, (A), 1938, **167**, 25.
[32] Straumanis (M.), *Z. Krist.*, (A), 1940, **102**, 432.
[33] Jay (A. H.), *Proc. Phys. Soc.*, 1940, **45**, 635.
[34] Ellwood, *J. Inst. Metal.*, 1940, **66**, 87.
[35] Wilson, *Proc. Roy. Soc.* (London), 1941, **53**, 235.
[36] Owen, *J. Sc. Instr.*, 1943, **20**, 190.
[37] Bürger (M. J.), Bürger (N.), Chesley (F. G.), *Amer. Mineral.*, 1943, **28**, 285.
[38] Connell (L. F.), *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 367.
[39] Birks, *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 576.
[40] Chesley (F. G.), *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 558.
[41] Lander, *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 82.
[42] Steward (E. C.), *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 371.
[43] Owen *J.*, *Sc. Instr.*, 1949, **26**, 114.
[44] Edwards, Speiser, Jonhston, *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 342.
[45] Goldschmidt, Cunningham, *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 177.
[46] Williams (E. C.), *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 154.
[47] Kubo, Akabori, *J. Phys. Coll. Chem.*, 1950, **54**, 1121.
[48] Chiotti (P.), *Rev. Sc. Instr., U. S. A.*, 1954, **25**, 683.
[49] Basinski (Z. S.), Christian (J. W.), *Proc. Roy. Soc.*, (A) 1954, **223**, 554.
[50] Teltow (J.), *Z. Angew. Phys. Dtsch.*, 1954, **6**, 280.
[51] Johnson (J. R.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1954, **37**, 360.
[52] McKeown (P. J.), *J. Sc. Instr.*, 1954, **31**, 271.
[53] Mc Keand (I. J.), Hursh (R. K.), *J. Amer. Cer. Soc.*, 1955, **38**, 63.
[54] Zarzycki (J. G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 480.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 17, MARS 1956, PAGE 52 A

TRANSITIONS DU MODE TE_{01} EN GUIDE RECTANGULAIRE AU MODE TE_{11} EN GUIDE CIRCULAIRE

Par F. MAYER,
Laboratoire de Haute Fréquence (Grenoble).

Sommaire. — Description d'une transition de mode progressive apériodique ayant un taux d'onde stationnaire inférieur à 1,1 entre 8 200 et 12 400 MHz et d'une transition à transformateur quart d'onde ayant un taux d'onde stationnaire inférieur à 1,05 dans une bande de 500 MHz autour de la fréquence de 9 350 MHz.

Il est commode d'employer un guide d'onde circulaire mode TE_{11} pour les applications de l'effet Faraday dans les ferrites en hyper-fréquences. Les guides standard étant rectangulaires et utilisant le mode fondamental TE_{01}, on est amené à utiliser des transformateurs de mode entre le guide rectangulaire et le guide circulaire.

Fig. 1. — Transformateur de mode.

Nous avons été conduit à développer pour la bande des 10 000 MHz quelques transitions analogues à celles décrites dans la littérature pour d'autres bandes [1].

La transition progressive à large bande (*fig.* 1) a l'avantage de donner lieu à des réflexions très faibles de l'onde incidente dans une bande de fréquences très large. Il faut prendre soin toutefois d'allonger suffisamment la partie de transition proprement dite, de façon à ce qu'elle représente plusieurs longueurs d'onde dans le guide, pour la fréquence la plus faible de la bande utile.

Un transformateur réalisé sur ce principe, par soudure des parties de guide fraisées préalablement, a donné un taux d'onde stationnaire inférieur à 1,10 dans la bande des 3 cm (8 200 à 12 400 MHz) ; la longueur de la transition proprement dite était de 12 cm environ.

L'inconvénient de ce genre de transition est sa difficulté de réalisation, surtout si on ne dispose pas du moyen de fabrication par galvanoplastie ou projection métallique. Nous avons réalisé un mode de construction beaucoup plus facile sous la forme d'une transition quasi progressive, dont la réalisation est immédiate.

Deux segments en laiton ou aluminium, coupés en biseau (*fig.* 2) sont simplement vissés à l'intérieur du guide circulaire. Contrairement aux transitions décrites, il subsiste une discontinuité à la jonction, les petits côtés de la transition (côté guide d'onde rectangulaire) étant arrondis et ne coïncidant pas ainsi avec les petits côtés du guide rectangulaire. Les dimensions des pièces en biseau

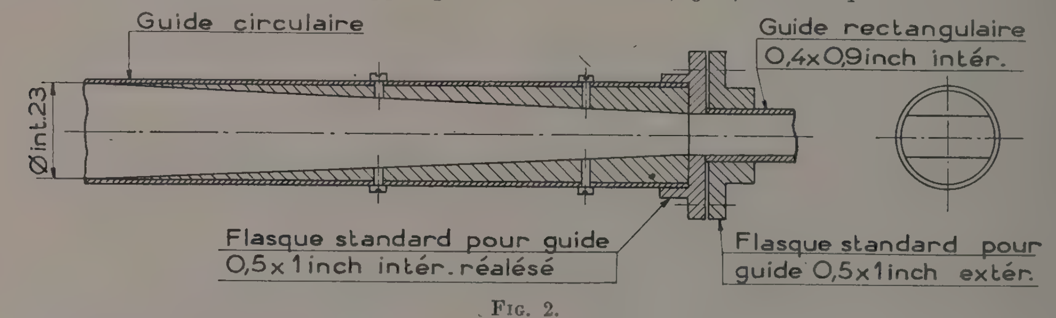


Fig. 2.

[1] *M. I. T.*, Radiation Laboratories Series, vol. 9, p. 364-367.

sont données par la figure 3, leur longueur n'étant pas critique, comme on peut s'y attendre.

Le taux d'onde stationnaire de cette transition est inférieur à 1,10 dans toute la bande des 3 cm, comme le montre la courbe A de la figure 6.

Un transformateur quart d'onde (*fig.* 4), très utile dans le cas où la transition entre les guides doit être très courte a également été étudié. L'impédance caractéristique correcte, c'est-à-dire les dimensions de la fenêtre, a été déterminée expérimentalement par approximations successives, à l'aide d'une série de mesures d'impédances ; la longueur du transformateur a été ajustée de façon à centrer la bande passante sur la fréquence de 9 350 MHz. La réalisation a été faite sous forme d'un flasque, que l'on peut relier directement à un flasque standard de guide rectangulaire. La figure 5 donne les dimensions exactes.

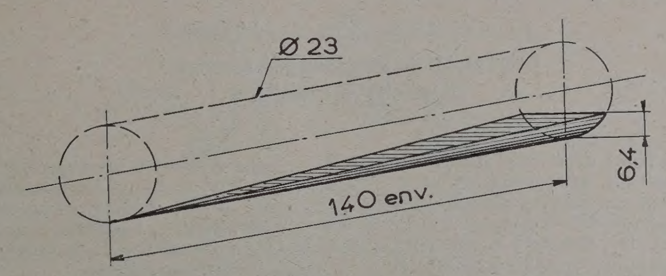


Fig. 3.

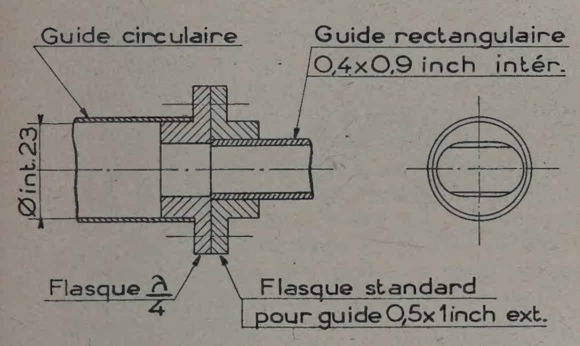


Fig. 4.

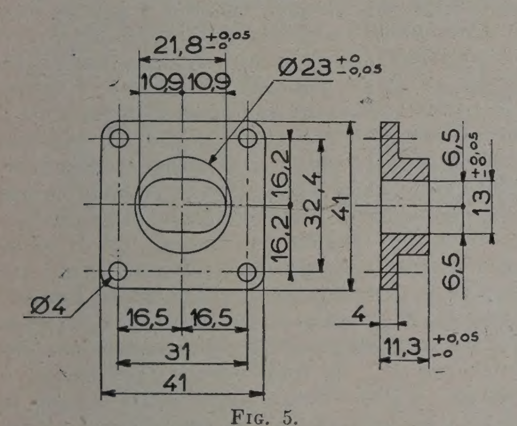


Fig. 5.

Pour les deux côtes horizontales, troisième ligne à partir du bas, *lire* 15,5 *au lieu de* 16,5.

La bande passante d'un tel transformateur est évidemment plus réduite que celle de la transition apériodique indiquée ci-dessus. La courbe B de la figure 6 montre que le taux d'ondes stationnaires est inférieur à 1,10 dans une bande de 7 % environ. La zone hachurée inclut tous les points de mesure faits sur différentes transitions fabriquées d'après les tolérances indiquées sur la figure 5 et centrées par rapport au guide rectangulaire uniquement par les vis de fixation des flasques.

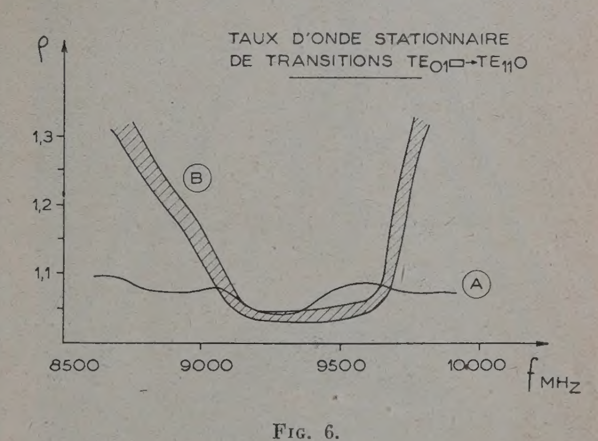


Fig. 6.

Nous remercions M. J. Benoît pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et M. L. Bolliet qui a fait une partie des mesures.

Manuscrit reçu le 2 décembre 1955.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 17, MARS 1956, PAGE 54 A

DESCRIPTION D'UNE PLATINE DE MICROSCOPE A MOUVEMENTS MULTIPLES

JEAN COMBE et MARCEL LIESS,
Laboratoire de Physique corpusculaire.
Université de Strasbourg.

Sommaire. — Nous décrivons une platine de microscope réalisée au Laboratoire permettant d'obtenir simplement avec précision et à un prix de revient modique les mouvements utiles pour l'observation des plaques photographiques nucléaires. Le dispositif est conçu de façon à ce que la partie supérieure de la platine et l'espace environnant situé à sa hauteur soient entièrement dégagés. On peut ainsi aisément manipuler des plaques de grande surface. La montée de cette platine se fait par un mouvement hydraulique doux et précis au centre duquel passe le système d'éclairage réglable vertical.

En construisant un microscope photomètre de conception identique à celui de Van Rossum [1], nous avons réalisé un type amélioré de platine permettant d'obtenir simplement tous les mouvements utiles pour les observations des plaques photographiques nucléaires (*fig.* 1 et 2).

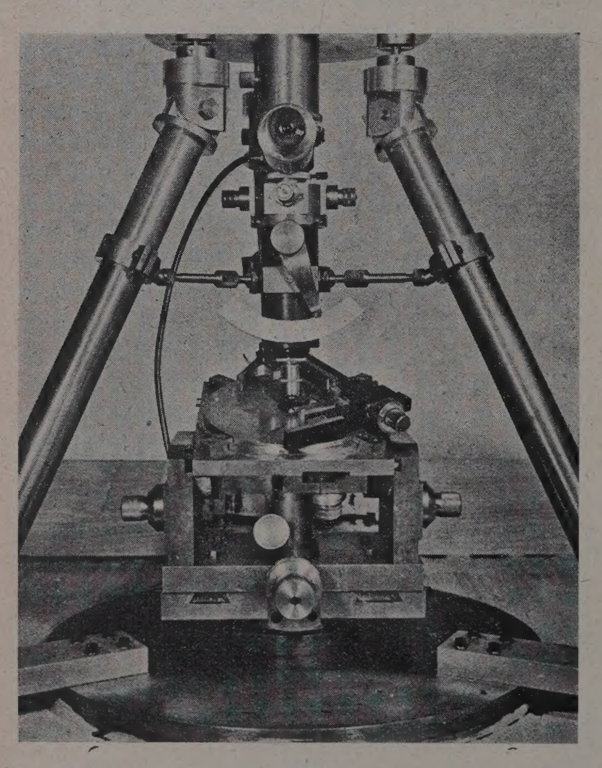


Fig. 1.

Un chariot mobile « Stiassnie » permet de placer la trace à examiner sous l'objectif. Ce chariot est fixé à une platine circulaire divisée en degrés, commandée par engrenages, qui peut tourner très lentement autour de l'axe optique du microscope suivant le mouvement a (*fig.* 2). Chaque tour du bouton correspondant à 1 degré, on peut apprécier la minute. On peut ainsi placer la trace rigoureusement parallèle à la direction désirée (en l'occurrence parallèle au déplacement c). Si la trace est inclinée, on peut la rendre horizontale grâce au mouvement de bascule suivant b. Ce mouvement de bascule (à engrenages) est une rotation autour d'un axe fictif horizontal coupant l'axe optique à la hauteur de la trace. Chaque division correspond à 1 /2 minute. Ce dispositif a l'avantage de dégager la partie supérieure de la platine pour l'observation des plaques épaisses à grande surface. Une fois la trace convenablement placée, on peut, pour l'examiner, la faire défiler sous l'objectif grâce au mouvement fin classique c. L'objectif, la partie supérieure de l'optique et les instruments électroniques sont fixés par un système robuste à trépied réglable. L'éclairage évidemment stabilisé est disposé verticalement et terminé par un objectif à grande distance frontale réglable par crémaillère. Le cylindre hydraulique est évidé en son centre pour le passage de la lumière. La montée de la platine pour la mise au point se fait par une commande hydraulique. Il existe une montée rapide commandée par D et une montée lente commandée par D_1. Ce mouvement hydraulique a l'avantage d'être extrêmement doux malgré le poids total soulevé (environ 20 kgs). On peut obtenir facilement une démultiplication importante. Un tour de vis en D correspond à 350 microns et à 25 microns pour D_1, ce qui permet aisément d'ajuster le quart de micron pour la photométrie granulaire. L'étanchéité de la commande a été très soignée ; le piston et le cylindre ont été rectifiés à quelques microns près [2] ; un joint en caoutchouc du type Simrit supprime les quelques fuites qui pourraient cependant se produire. Une trace reste au point pendant plus de 24 heures.

Le choix empirique du fluide de la commande

hydraulique a été assez laborieux. Pour éviter l'inertie, sa viscosité doit être faible tout en conservant un certain pouvoir lubrifiant. Notre choix s'est finalement porté sur une huile spéciale de viscosité ~ 2° S. Après distillation complète sous vide, elle est introduite dans le système hydraulique soigneusement vidé de toute trace d'air par un robinet à trois voies.

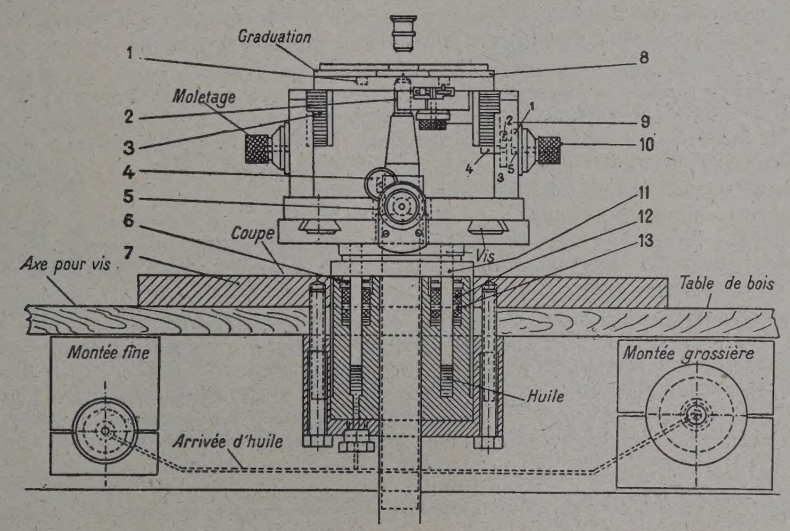


Fig. 2. — Platine du microscope-photomètre.

Repère	Nombre	Désignation	Observations	Matière
13	4	Joint Simrit.		
12	4	Bague intermédiaire.		
11	1	Piston de la montée de la platine.		
10	2	Commande de la bascule.		laiton
9	1	Commande de la platine tournante.		
8	1	Platine tournante.	graduée	laiton
7	1	Socle pour support du microscope.		fer
6	4	Bague de serrage.		
5	1	Avance longitudinale.		laiton
4	1	Réglage de la lumière des condenseurs.		laiton
3	2	Crémaillère de la bascule.		laiton
2	1	Objectif de 30 à grande distance frontale.		
1	1	Engrenage de la platine tournante.		laiton

Ce travail a été effectué durant l'année 1954-1955 au Laboratoire de Physique Corpusculaire de la Faculté des Sciences de Strasbourg. Nous remercions très vivement M. le Pr P. Cüer, Directeur du Laboratoire de nous avoir proposé cette réalisation et de l'avoir dirigée.

Manuscrit reçu le 15 décembre 1955.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Van Rossum (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2234 et Comm. personnelle.

[2] Le travail de rectification a été effectué dans les ateliers de la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques à Illkirch-Graffenstaden.

INFORMATION

Le conseil d'administration et la direction du Journal de Physique *ont décidé de continuer (au moins tant que des projets de publication, sous le patronage de la Société Française de Physique, d'un nouveau Journal de Physique appliquée n'auront pas abouti) à faire paraître des fascicules de physique appliquée.*

Leur intention est d'éditer cette année trois de ces fascicules qui seraient joints, en suppléments, aux trois numéros du Journal de mars, juillet et novembre 1956, *et adressés avec eux aux* 2 200 *abonnés du Journal. Ceux-ci comprennent un millier d'abonnés à l'étranger, les bibliothèques de toutes les grandes Universités, les principales Académies et Sociétés scientifiques, les Instituts et laboratoires de recherche particulièrement importants du monde entier. Les mémoires qui paraîtront sont donc assurés d'une diffusion large et efficace. La périodicité choisie permettra de faire paraître les mémoires deux à six mois après leur réception.*

Leur sujet concernera aussi bien l'application des théories physiques à des problèmes techniques que l'étude expérimentale de méthodes, d'appareils ou de produits qui ont cessé d'être utilisés uniquement dans les laboratoires de recherche fondamentale. La direction et le comité de rédaction du Journal veilleront à ce qu'ils soient d'un niveau scientifique et d'un caractère de généralité suffisants pour intéresser l'ensemble des physiciens.

Ces fascicules s'adressent avant tout au personnel des services de recherche technique, publics ou privés. Ils n'ont de raison d'être que s'ils réussissent à l'intéresser et ne pourront continuer à paraître qu'avec sa participation active. Un des aspects essentiels de cette participation doit être l'envoi de manuscrits à publier. Les travaux faits en France sur les applications dans tous les domaines de la physique, de la métrologie ou de l'électromagnétisme, de la thermodynamique, ou de la physique nucléaire, y suffiront largement si les directeurs des services de recherche envisagent les questions de secret technique avec un esprit de large compréhension qui, finalement, profitera à tous.

REVUE DES LIVRES

Conturié (L.), **L'Acoustique dans les bâtiments.** (1 vol., 16,5 × 25 cm, 288 pages, Eyrolles, Paris, 1955, broché 1 600 F., relié 2 000 F.)

Après avoir rappelé, dans une très brève introduction, les notions fondamentales d'acoustique physique et physiologique (précédemment et plus complètement exposées par lui dans son volume sur l'« Acoustique appliquée »), l'auteur passe à l'étude des applications au bâtiment.

La première partie (Acoustique interne) traite de la propagation du son dans une salle des points de vue géométrique et physique. L'auteur y définit et y étudie soigneusement les temps de réverbération et tire de cette étude les conséquences architecturales, puis il consacre un chapitre (III) aux matériaux absorbants, et le suivant à ce qu'il appelle l'« acoustique ondulatoire » qui étudie les résonances et la répartition des sons dans un local.

La deuxième partie (chapitres V et VI) traite de l'isolement phonique et de la protection contre les bruits, auquel tous ceux qui ont à faire un travail exigeant un tant soit peu de calme et d'attention souhaitent voir les architectes s'intéresser sérieusement.

Enfin, le dernier chapitre (VII), un peu à part, traite de la sonorisation avec un paragraphe sur la stéréophonie. Une sérieuse bibliographie, dont les références comprennent les publications de 1951, termine l'ouvrage. J. L.

Wilson (C. W.), **La radiumthérapie.** (Radium therapy.) 1 vol., 15,5 × 24 cm, x + 286 p., Baillère, Tindall et Cox, Londres, 1956, 37 s. 6 d.

L'auteur fait suivre son titre de l'indication suivante « ses aspects physiques et ses développements avec les isotopes radioactifs ». En fait, l'aspect physique des questions est étudié dans les cinq premiers chapitres. Les trois premiers : I, le Radium, ses propriétés et ses applications médicales ; II, les isotopes radioactifs utilisés en radiothérapie ; III, interaction entre les radiations de grande énergie et la matière, donnent un exposé clair, mais assez bref. Les deux suivants donnent une étude très complète des méthodes et des appareils de dosimétrie des rayons γ : La suite s'adresse à peu près uniquement aux médecins spécialistes, sauf toutefois le dernier chapitre, sur la protection contre les radiations, qui intéresse tous ceux qui manipulent des produits radioactifs.

Une bibliographie abondante et tout à fait à jour — elle cite des travaux de 1955 — suit chaque chapitre. Le livre est imprimé, illustré et relié avec le soin qui caractérise l'édition britannique. J. L.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 1er trimestre 1956. — Imp. Taffin-Lefort à Lille (France).